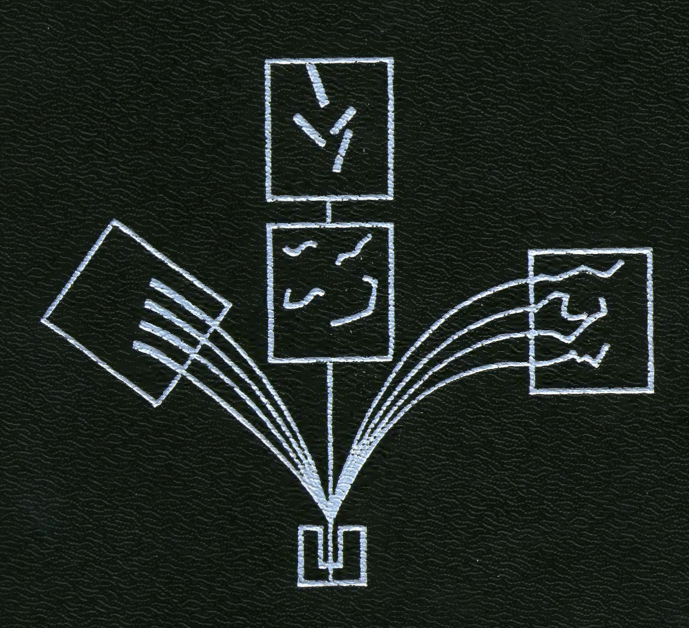
В.К. Ляпидевский

МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Для студентов вузов



В. К. Ляпидевский

МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Допущено Министерством высшего и среднего специального образования СССР в качестве учебного пособия для студентов физических и инженерно-физических специальностей вузов



МОСКВА ЭНЕРГОАТОМИЗДАТ 1987

ББК 22.386
Л97
УДК 539.1.074(075.8)

Рецензенты: 1) Кафедра физики атомного ядра МГУ
2) Доктор физико-математических наук Ю. А. Щербаков

Ляпидевский В. К.

Л97 Методы детектирования излучений: Учеб. пособие для вузов. — М.: Энергоатомиздат, 1987. — 408 с.: ил.

Рассмотрены процессы преобразования энергии ионизирующего излучения в веществе, приводящие к возникновению сигнала на выходе детектора. Приведена классификация методов. Изложены физические основы методов детектирования излучений, принципы действия детекторов ионизирующих излучений, их характеристики; указаны области применения. Учебное пособие написано на основе курса лекций, которые автор в течение ряда лет читает в Московском инженерно-физическом институте.

Для студентов инженерно-физических специальностей, аспирантов, инженеров и научных работников в области ядерной физики.

Л $\frac{2304000000\text{-}075}{051(01)\text{-}87}$ 247-87 ББК 22.386

Посвящаю Михаилу Сильичу Козодаеву

Предисловие

Учебное пособие написано на основе курса лекций, читаемого автором в течение ряда лет в Московском инженерно-физическом институте. Курс «Методы детектирования излучений» является частью цикла под общим названием «Экспериментальные методы ядерной физики». Цикл начинается с рассмотрения источников излучения, характеристик потоков излучения и основных задач, решаемых с помощью анализа излучений. Основное содержание курса «Методы детектирования излучений» — это изучение физических процессов, происходящих в объеме детектора после поглощения в нем энергии излучения; анализ эффектов, приводящих к образованию сигнала; рассмотрение основных принципов детектирования излучений в общих характеристиках детекторов.

В следующем курсе изучаются методы регистрации сигналов и выделения содержащейся в них информации. Цикл завершают курсы, в которых рассматриваются методы математической обработки экспериментальных данных и методы автоматизации эксперимента.

В 1972 г. в курс «Методы детектирования излучений» был введен раздел, посвященный рассмотрению процессов преобразования энергии ионизирующего излучения в объеме детектора. Без подробного рассмотрения этих процессов невозможно понять, какая информация об излучении содержится в сигнале. Этот вопрос является основным.

Учитывая сказанное, автор сделал попытку написать учебное пособие, в котором основное внимание уделено принципам детектирования излучений. Подробное рассмотрение физических процессов, приводящих к образованию сигнала, должно помочь не только понять основные принципы детектирования излучений, но и дать возможность участвовать в развитии этих принципов. Естественно, что при такой направленности сведения, относящиеся к отдельным детекторам и их характеристикам, не могли быть представлены в полном объеме, отражающем современное состояние. Это не могло быть сделано и по той причине, что современные детекторы неотделимы от электронной аппаратуры и ЭВМ. Такие современные детекторы, как многопроволочные пропорциональные и дрейфовые камеры, приобрели свои уникальные свойства только благодаря развитию микроэлектроники и вычислительной техники. Что касается принципов детектирования, на которых основана

работа камер, то они были развиты еще в начале 50-х годов и с тех пор не претерпели существенных изменений.

В данном пособии рассмотрены самые общие характеристики детекторов. Значительное внимание уделено задаче об определении характеристик излучения по показаниям детекторов. На конкретных примерах показано, что, как правило, по сигналам, измеренным на выходах детекторов, характеристики излучения однозначно определить нельзя. Это обусловлено тем, что одни и те же сигналы могут быть вызваны различными излучениями. Изложен метод нахождения этих излучений.

В отличие от большинства учебных пособий по методам детектирования излучений автор уделил достаточно большое внимание методам наблюдения и фотографирования треков заряженных частиц. Это обусловлено не только тем, что трековые детекторы играют большую роль в исследованиях по ядерной физике, физике элементарных частиц и в прикладных исследованиях. Главным является то, что в любом детекторе регистрация частицы происходит в результате процессов, происходящих в треке, либо процессов, происходящих при движении трека в среде. Детальное знакомство с этими процессами имеет важное значение для понимания принципов работы любых детекторов. Так, все ионизационные детекторы основаны на регистрации наведенных токов и зарядов, возникающих при движении трека. Все сцинтилляционные детекторы основаны на регистрации процессов, происходящих в локализованном треке. Существенную роль играют центры захвата и рекомбинации. Возможность управления свойствами детекторов связана с действием внешних полей на времена жизни метастабильных состояний. Эти важные для развития новых методов детектирования вопросы также отражены в книге.

Автор признателен докторам физико-математических наук Ю. В. Меликову и Ю. А. Щербакову за ценные советы, сделанные после прочтения рукописи. Автор благодарит сотрудников кафедры, без помощи и поддержки которых книга не была бы написана.

Введение

Методы детектирования излучений занимают особое положение в экспериментальной физике. Это обусловлено тем, что практически все сведения об окружающем нас мире мы получаем с помощью регистрации и анализа излучений.

До тех пор, пока единственным прибором, регистрирующим излучение, был зрительный анализатор, мы имели представление только о предметах, испускающих электромагнитное излучение в видимом диапазоне. Развитие методов регистрации этого излучения в диапазоне энергии фотона порядка 10 эВ и основанное на этих методах излучение атомных спектров (первая спектроскопия) привело к возникновению атомной физики. Открытие ионизирующих излучений и последующее становление и развитие ядерной физики стали возможными только благодаря существованию методов регистрации γ-излучения, на которых основана спектроскопия атомного ядра (вторая спектроскопия). Возникновение физики элементарных частиц также обусловлено созданием и развитием соответствующих методов регистрации излучений (измерение масс элементарных частиц — третья спектроскопия).

Переход от атомной физики к ядерной и от ядерной физики к физике элементарных частиц связан с регистрацией излучений все большей и большей энергии. Чем меньше размеры излучаемых объектов, тем больше должна быть энергия зондирующих излучений. Эта общая тенденция развития должна сохраниться, потому что для понимания природы материи необходимо исследовать физические явления во все меньших пространственно-временных областях (табл. В. 1).

Таблица В.1 **Иерархия длин—иерархия закономерностей**

Длина, см	Мир физических явлений	Энергия ускоренных частиц, эВ
10^{-6}—10^{-7}	Мир молекулярной физики	1
10^{-8}	Мир атомных явлений. Атомные спектры	10
10^{-11}	Рождение пар e^+e^-—квантовая теория	10^6—10^7
10^{-13}	Физика атомного ядра	10^8—10^9
10^{-14}—10^{-15}	Мир странных частиц	10^{10}—10^{11}
10^{-17}	Раскрытие природы слабых взаимодействий	10^{13}

Для проведения этих исследований необходимы частицы высокой энергии и методы, позволяющие их регистрировать. Поэтому эта область исследований способствует появлению новой аппаратуры (ускорителей, детекторов, электронных устройств), которая находит в дальнейшем широкое применение в других областях науки, техники и народного хозяйства.

По мере развития методов детектирования излучений роль их в исследовании различных явлений растет, и уже сейчас трудно найти такую область знания, где бы эти методы не применялись. Существенно, что одни и те же методы применяются для решения задач, относящихся к различным областям знания. В качестве примера можно привести выдающиеся достижения в области геологии, радиационной генетики, радиационной физики, радиационной химии, физики элементарных частиц, астрофизики, медицины, которые непосредственно связаны с применением методов детектирования излучений.

Решение крупных задач, имеющих важное народнохозяйственное значение, связано с постановкой экспериментов, где источником излучения являются ускорители элементарных частиц, ядерные реакторы деления и термоядерные установки.

Функциональная схема эксперимента

Общее представление о предмете курса можно получить, если рассмотреть схему эксперимента, связанного с регистрацией и анализом излучений (рис. В.1). Регистрация любого вида излучения происходит в результате его взаимодействия с веществом. Излучение *2* от источника *1* попадает в объем детектора *4*, взаимодействует с веществом детектора и теряет в нем часть или всю свою энергию. В результате поглощения энергии в объеме детектора его состояние изменяется. Это изменение состояния детектора, обусловленное процессами, которые происходят в его объеме, приводит к появлению сигнала *5*. Сигнал усиливается, анализируется и регистрируется в специальных устройствах *6, 7*.

Следует обратить внимание на то, что в сигнале содержится информация как об излучении, так и о детекторе, и в зависимости от цели исследования объектом его может служить либо само излучение, либо детектор, либо источник излучения.

Рассмотрим схему эксперимента более подробно. Источником излучения могут быть радиоактивный препарат, ускоритель заряженных частиц, нейтронный генератор, ядерный реактор, термо-

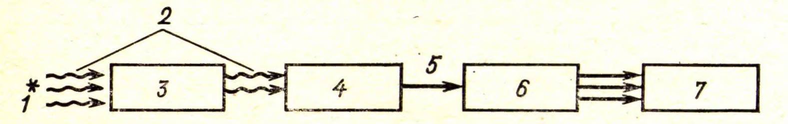


Рис. В.1. Структурная схема эксперимента:

1 — источник излучения; *2* — излучение; *3* — селектор; *4* — детектор; *5* — сигнал; *6* — анализатор сигналов; *7* — регистрирующая аппаратура

ядерные установки, окружающая среда, объекты космического пространства. В некоторых случаях, например при регистрации космического излучения, источник излучения неизвестен, и одна из основных задач исследования заключается в проверке гипотез о происхождении этого излучения.

Излучения. Как известно, в природе существует несколько семейств элементарных частиц: фотон, лептоны и адроны. Из них только фотон и шесть лептонов (электрон, мюон, τ-лептон и нейтрино трех сортов) ведут себя как истинно элементарные частицы. Что же касается адронов, к которым, в частности, относятся протоны, нейтроны и пионы, то все они являются сложными объектами и по современным представлениям состоят из кварков. Под «излучением» будем понимать «элементарные» частицы, перемещающиеся от источника к детектору и проходящие через входное окно детектора (табл. В.2).

Таблица В.2. **Свойство лептонов**

Параметр	Электрон	Мюон	τ-лептон
Заряженный лептон	$e^{\pm}$	$\mu^{\pm}$	$\tau^{\pm}$
Масса, МэВ/с²	0,51	105,7	1782^{+2}_{-7}
Время жизни, с	Стабилен	$2{,}2\cdot10^{-6}$	$3{,}5\cdot10^{-12}$
Лептонное нейтрино	ν_e, $\bar{\nu}_e$	ν_μ, $\bar{\nu}_\mu$	ν_τ, $\bar{\nu}_\tau$
Масса лептонного нейтрино, МэВ/с²	<60 эВ/с²	<0,57	<250

Особое место лептонов в физике элементарных частиц иллюстрируется табл. В.3, в которой подчеркивается различие между лептонным и адронным семействами.

Таблица В.3. **Сравнение свойств лептонов и адронов**

Свойства	Лептоны	Адроны
Структура	Элементарные частицы	Составные частицы состоят из кварков
Участие в сильных взаимодействиях	Нет	Да
Участие в электромагнитных взаимодействиях	Только при наличии электрического заряда	Да, во всех случаях
Участие в слабых взаимодействиях	Да	Да
Участие в гравитационных взаимодействиях	Да	Да
Число известных частиц семейства	6	Более 10^2

Адроны являются сложными частицами, составленными из кварков, и участвуют в сильных взаимодействиях, которые при больших энергиях приводят к очень сложным реакциям, сопровождающимся рождением большого числа вторичных адронов. Число известных адронов превышает сотню.

Лептоны — простые неделимые частицы, они не участвуют в сильных взаимодействиях. При больших энергиях реакции с участием лептонов рождается очень много частиц.

Лептоны в отличие от адронов действительно можно считать элементарными частицами. Общее число лептонов равно двенадцати (шесть частиц и шесть античастиц).

Детектирование излучений происходит в результате взаимодействия с веществом, находящимся в объеме детектора. Из четырех видов взаимодействия (гравитационного, слабого, электромагнитного и сильного) в гравитационном взаимодействии участвуют все частицы, в слабых — все частицы, кроме фотона, в сильных (ядерных) взаимодействиях участвуют только адроны, в электромагнитных — все заряженные частицы и фотоны.

Роль того или иного вида взаимодействия в процессе регистрации излучений зависит как от природы частиц, так и от ее кинетической энергии. Например, адроны, если они смогут подойти к ядру на расстояние действия ядерных сил (около 10^{-13} см), будут взаимодействовать за счет сильных взаимодействий. Если адрон заряжен, то для этого требуется большая кинетическая энергия; при малой энергии, если адрон заряжен, он не сможет подойти близко к ядру и будет испытывать в основном электромагнитное взаимодействие, а не ядерные, хотя сила последнего примерно в $10^2 \pm 10^3$ раз больше. Несмотря на то, что протон при небольшой энергии 10^6 эВ теряет энергию в электромагнитном, а при большой 10^9 эВ в ядерном взаимодействии, в обоих случаях *процессы преобразования энергии в объеме детектора, приводящие к появлению сигнала, обусловлены в основном электромагнитными взаимодействиями.*

Особенно отчетливо различие между этими двумя случаями проявляется при регистрации нейтрино — частицы, которая испытывает только слабое взаимодействие, но также образует сигнал в детекторе вследствие электромагнитных взаимодействий.

Детекторы. Из всего сказанного следует, что детектор — это часть системы, в которой происходит поглощение энергии излучения и ее преобразование, приводящее к возникновению сигнала.

Первые детекторы для регистрации излучений создала сама природа в виде светочувствительных элементов живых организмов. В зрительном анализаторе человека и животных детекторами являются колбочки и палочки. Свет фокусируется на них, поглощается, и в результате возникают электрические импульсы, которые передаются по нервным волокнам в мозг. Вся система в целом образует зрительный анализатор. Экспериментально было установлено, что в диапазоне от 400 до 700 нм глаз человека способен регистрировать всего несколько фотонов за вспышку. Однако для

того, чтобы «увидеть» излучение другого диапазона и другой природы, необходимы специальные детекторы. Важно отметить, что основные принципы регистрации излучений остаются неизменными для любых систем и для любых видов излучений. Поэтому можно рассматривать с единой точки зрения такие различные системы, как зрительный анализатор человека и систему для измерения энергетического спектра источника α-частиц.

Рассматриваются общие свойства излучений как потока частиц, распределенных по определенному закону во времени и в пространстве. Физическая природа частиц здесь не рассматривается. Рассматриваются общие свойства, характеризующие частицы любой природы.

Детектирование любой частицы начинается с попадания частицы на входное окно детектора. Тогда можно говорить о некотором потоке событий, подчиняющемся определенному закону распределения во времени и в пространстве. При этом попадание частицы на входное окно детектора считается событием нулевой длительности. Нахождение закона распределения — одна из основных задач. В некоторых случаях закон распределения известен заранее, и тогда встает задача оценки числовых характеристик распределения (среднего значения и моментов) по данным измерений. В главе рассмотрены условия, когда поток событий можно считать пуассоновским. Рассмотрен ряд задач по определению общих характеристик излучения (распределение временны́х и пространственных интервалов, определение числа частиц, попадающих в заданный интервал, и др.). Рассмотрены основные этапы, связанные с представлением и анализом экспериментальных данных. Обсуждается задача о проверке гипотез (гл. 1).

Рассмотрены общие характеристики детекторов. При изучении систем для регистрации излучений возможны два подхода в зависимости от цели исследования (гл. 2).

Первый подход (осуществленный в гл. 2) состоит в том, что мы рассматриваем систему детекторов как некоторый черный ящик и характеризуем систему только состоянием ее выходов. Нам не важно, как устроена система и что происходит внутри нее. Такой подход оправдан в тех случаях, когда целью исследования является определение характеристик излучения с помощью данной (уже существующей) системы. Чтобы применять систему, достаточно знать, как изменяется состояние ее выходов под действием излучения. В этой связи нам не важно, какие процессы внутри системы вызывают эти сигналы, но нам необходимо знать функциональную связь между характеристиками излучения и сигналами на выходах системы. Вместе с тем мы должны заранее знать, какие характеристики излучения надо определять, и прежде чем применять систему для измерений, мы должны найти связь между этими характеристиками излучения и сигналами на выходах системы. В противном случае мы не сможем измерить характеристики излучения. Это очень важный аспект измерений. Мы должны знать заранее, что мы хотим измерить, должны выбрать систему, кото-

рая будет это измерять, и должны провести калибровку системы (т. е. должны установить функциональную связь между характеристиками излучения и сигналами на выходах системы). Это задача анализа систем. После проведенного анализа система может применяться для измерения характеристик неизвестного излучения.

Другой подход необходим в тех случаях, когда задача не может быть решена с помощью существующих систем, и поэтому встает вопрос о разработке новой системы для регистрации излучений. (Это задача синтеза систем.) В этом случае необходимо начинать с изучения процессов, которые происходят в том или ином веществе под действием излучения (гл. 4). Поэтому создание новой системы для регистрации излучений должно опираться на исследование физических процессов, которые происходят в газах, жидкостях и твердых телах под действием излучения (гл. 5).

Решение новых задач (проведение исследований в неизученной области) невозможно без создания новой методики, а создание новой методики невозможно без ясного понимания процессов, происходящих в веществе после прохождения через него заряженной частицы. Поэтому в книге значительное внимание (гл. 5) уделено изучению процессов преобразования энергии заряженной частицы в веществе и процессов, приводящих к образованию сигнала.

Вместе с тем можно рассматривать систему, регистрирующую излучение, как некоторый преобразователь, на вход которого попадает излучение и на выходе которого появляется сигнал. Такое рассмотрение позволяет определить некоторые общие характеристики детектирующих систем независимо от того, какие физические процессы происходят в детекторе. По существу рассматриваются некоторые математические свойства излучения и детектирующих систем. Эти свойства являются общими для всех излучений и всех детектирующих систем, и поэтому целесообразно начать с рассмотрения общих свойств детекторов (гл. 2), а затем после изучения последующих глав и выяснения физических причин, обусловливающих ту или иную характеристику детектора, вернуться к гл. 2.

В гл. 3 рассмотрены задачи определения характеристик излучения по показаниям детекторов. Изложен общий подход, позволяющий измерять любые характеристики излучения с помощью редукции к «идеальному» прибору. Под идеальным прибором понимается прибор, на выходе которого измерялась бы искомая характеристика излучения, если бы этот прибор был включен в экспериментальную установку. Редукция к идеальному прибору позволяет оценить показания идеального детектора по показаниям реальных участвующих в эксперименте детекторов. В качестве идеального детектора можно взять детектор с любыми необходимыми для получения нужного параметра излучения спектральными характеристиками.

Задача редукции к идеальному прибору решена методами линейного программирования. В этой же главе рассмотрена задача восстановления спектров излучения.

В гл. 4 рассмотрено взаимодействие заряженных частиц с веществом, взаимодействие фотонов и нейтронов с веществом.

В гл. 5 рассмотрены процессы преобразования энергии ионизирующего излучения в веществе, которые приводят к возникновению сигнала на выходе детектора. Рассмотрена общая схема преобразования энергии ионизирующего излучения в веществе. Изменение состояния детектора, приводящее к образованию сигнала, происходит вблизи траектории частицы, образуя трек частицы. Поэтому процессам в треке заряженной частицы уделено достаточно большое внимание. Треки частиц образуются в объеме детектора любого типа, поэтому подробное рассмотрение процессов, происходящих в треках частиц в различных детектирующих средах, оправдано.

В гл. 6 рассмотрены основные эффекты, на которых основано детектирование излучений. В гл. 7 рассмотрены методы, основанные на регистрации локализованного трека, и методы, основанные на регистрации эффектов, возникающих при движении трека в среде. Рассмотрены также методы измерения энергии частицы, ее координат (области в объеме детектора, через которую прошла частица), а также рассмотрены методы определения момента прохождения частицы через детектор.

В гл. 8 рассмотрены газонаполненные детекторы и полупроводниковые детекторы.

В гл. 9 рассмотрены сцинтилляционные детекторы различных типов. Широкое применение сцинтилляционных детекторов для решения большого круга различных задач оправдывает сравнительно большой объем включенного в учебное пособие материала.

В гл. 10 рассмотрены детекторы излучения Вавилова — Черенкова и детекторы переходного излучения.

В гл. 11 рассмотрены многодетекторные системы, в основном многопроволочные пропорциональные камеры.

В гл. 12 рассмотрены различные типы трековых детекторов.

Глава 1

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ИЗЛУЧЕНИЙ

1.1. Виды излучений

С точки зрения методов детектирования все виды излучений целесообразно разбить на два класса: заряженные частицы и незаряженные частицы. Заряженная частица, проходя через вещество, теряет свою энергию на возбуждение и ионизацию вещества. Это приводит в итоге к образованию сигнала, характеризующего эффекты, которые возникают в результате взаимодействия заряженной частицы с веществом. Регистрация незаряженных частиц происходит по создаваемым ими в объеме детектора заряженным вторичным частицам (в частности, нейтронов — по ядрам отдачи или по заряженным продуктам ядерных реакций). Детектирование излучения — сложный многоступенчатый процесс, зависящий от природы частицы и природы вещества, заполняющего объем детектора.

Общим для всех излучений независимо от их природы является то, что регистрируемые частицы распределены в пространстве и времени.

Будем называть поток частиц одной и той же природы потоком однородных частиц. Однородные частицы могут различаться между собой энергией, поляризацией и другими характеристиками. Наиболее общей характеристикой потока любого вида излучения является закон распределения частиц во времени и в пространстве.

Будем называть событием попадание частицы во входное окно детектора. Тогда можно говорить о потоке событий и о законе распределения этих событий во времени и по площади входного окна.

Наиболее общая задача при детектировании любого вида излучения состоит в определении среднего числа частиц, попадающих в единицу времени на входное окно детектора, а также в определении дисперсии этих средних значений. Для ее решения требуется знание закона распределения событий (распределения во времени и распределения в пространстве).

1.2. Поток событий

1.2.1. Частота события и его вероятность

Рассмотрим событие, заключающееся в попадании частицы на входное окно детектора. Это событие в результате конкретного опыта может произойти, а может и не произойти. Такое событие является случайным.

Пусть проведена серия опытов, в каждом из которых частица либо попала, либо не попала на входное окно детектора. *Частотой события* в данной серии опытов является отношение числа попаданий к полному числу частиц. Частота случайного события есть неотрицательное число, заключенное между нулем и единицей. По мере увеличения числа опытов частота приближается к *вероятности события*. Вероятность A будем обозначать $p(A)$.

Определим вероятность попадания частицы на некоторый участок входного окна детектора. Пусть площадь входного окна равна S_D, а площадь участка S_d. Частица может попасть в любую точку входного окна. Предположим, что вероятность попадания частицы в какую-либо часть окна пропорциональна площади этой части окна и не зависит от ее расположения и формы. Тогда вероятность попадания в область S_d при условии, что попадание частицы на входное окно событие достоверное, равна

$$p = \frac{S_d}{S_D}.$$

В общем случае можно говорить о вероятности попадания частицы либо в объем детектора, либо на входное окно, либо на отрезок линии. Во всех случаях, если вероятность попадания зависит только от размеров области, а не от ее положения и формы, она определяется как отношение размера этой области к размеру всей области, в которую может попасть данная частица.

1.2.2. Стационарный поток Пуассона

Поток событий — это последовательность событий, происходящих одно за другим в какие-то моменты времени. Попадание частиц на входное окно детектора — это поток однородных событий, различающихся только моментами времени. Такой поток можно изобразить как последовательность точек на числовой оси, соответствующих моментам появления событий.

1. Поток событий называется стационарным, если вероятность попадания того или иного числа событий в интервал времени длиной t зависит только от длины интервала и не зависит от того, где именно на оси он расположен. (Среднее число частиц λ, попадающих в данный интервал, не зависит от времени и является постоянной величиной.)

2. Поток событий называется потоком без последействия, если для любых неперекрывающихся интервалов времени число собы-

тий, попадающих на один из них, не зависит от числа событий, попадающих на другие.

3. Поток событий называется ординарным, если вероятность попадания в элементарный интервал Δt двух или более событий пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью попадания одного события.

Если поток событий обладает всеми тремя свойствами, т. е. стационарен, не имеет последействия и ординарен, то он называется стационарным потоком Пуассона. Будем рассматривать поток событий, а именно попадание частиц на входное окно детектора, который удовлетворяет всем трем условиям. Условие стационарности означает, что среднее число частиц, попадающих на входное окно детектора в единицу времени, не меняется с течением времени. Условие отсутствия последействия означает, что частицы попадают на входное окно детектора независимо друг от друга. Условие ординарности означает, что частицы приходят поодиночке, а не парами, тройками и т. д.

При соблюдении условий 1—3 число частиц, попадающих в любой фиксированный интервал времени, будет распределено по закону Пуассона. Стационарный пуассоновский поток играет среди различных потоков событий особую роль. Известно, что при суммировании (взаимном наложении) большого числа ординарных стационарных потоков практически с любым последействием суммарный поток практически не отличается от стационарного пуассоновского потока. Чтобы это выполнялось, необходимо выполнение следующих условий: складываемые потоки должны оказывать на суммарный приблизительно равномерно малое влияние. Свойства этого распределения рассмотрены в разд. 1.3. (Определение числа частиц, попадающих в данный интервал для потока Пуассона).

1.2.3. Нестационарный поток Пуассона

Если поток событий нестационарен, то его основной характеристикой является мгновенная плотность $\lambda(t)$. Мгновенная плотность потока — предел отношения числа событий, приходящихся на элементарный участок времени $(t, t+\Delta t)$, к длине этого участка, когда последняя стремится к нулю:

$$\lambda(t) = \lim_{\Delta t \to 0} \frac{m(t+\Delta t) - m(t)}{\Delta t} = m'(t),$$

где $m(t)$ — среднее число событий на участке $(0, t)$. Нестационарный поток, но ординарный и без последействия, называется нестационарным пуассоновским потоком. Оказывается, что для такого потока число частиц, попадающих в интервал времени τ, начинающийся в момент времени t_0, также подчиняется закону Пуассона. Однако среднее значение числа частиц зависит в этом случае не только от длины интервала, но и от его положения

на оси времени. Пусть среднее значение числа частиц равно a. Тогда

$$a = \int_{t_0}^{t_0+\tau} \lambda(t)\,dt.$$

Напомним, что для стационарного потока среднее значение не зависит от положения интервала во времени.

1.3. Определение числа частиц, попадающих в данный интервал, для потока Пуассона

Число частиц, попадающих в данный интервал, есть случайная величина. По определению, случайная величина в результате опыта может принять то или иное, но только одно значение, причем заранее, до опыта, неизвестно, какое именно. В рассматриваемом случае случайная величина является дискретной. Она может принимать лишь определенные точные значения, отличающиеся друг от друга на конечную величину (целое число).

Непрерывная случайная величина может принимать любые значения во всей области, где она существует. Пример непрерывной случайной величины—величина интервала времени между следующими друг за другом попаданиями частиц на поверхность детектора (см. разд. 1.4). Для каждой случайной величины существует свой закон распределения вероятности появления различных ее значений.

Для пуассоновского потока число частиц, попадающих в данный интервал времени, будет распределено по закону Пуассона, а именно, вероятность попадания ровно m частиц в интервал l выражается формулой

$$p_m = \frac{a^m}{m!} \exp(-a), \tag{1.1}$$

где $a=\lambda l$ — параметр распределения Пуассона; a — среднее число частиц, попадающих в интервал l; λ — среднее число частиц, приходящихся на единичный интервал (среднее число частиц в единицу времени или среднее число частиц на единицу длины). Очевидно, что $\lambda = 1/l_{\text{ср}}$, где $l_{\text{ср}}$ — средний интервал между событиями (между частицами).

Обратим внимание на то, что распределение Пуассона — дискретное распределение.

Вместо временно́го интервала может быть взят пространственный интервал, либо площадь, либо объем. Тогда для пуассоновского потока число частиц, попадающих в любую область D (линейную, плоскую или пространственную), будет распределено по закону Пуассона (1.1), где a — среднее число частиц, попадающих в область D. Для общности будем называть попадание частицы в область D событием (могут быть и другие события).

Для линейного случая

$$a=\lambda_l l,$$

где l — длина временно́го или пространственного интервала; λ_l — среднее число событий на единичном отрезке.

Для плоского случая

$$a=\lambda_S S_D,$$

где S_D — площадь области D; λ_S — среднее число событий на единичной площади.

Для пространственного

$$a=\lambda_V V_D,$$

где V_D — объем области D; λ_V — среднее число событий в единичном объеме.

Закон распределения может быть представлен в виде таблицы, в которой перечислены возможные значения случайной величины и соответствующие им вероятности. Такая таблица называется рядом распределения случайной величины. Ряд распределения величины X, распределенной по закону Пуассона, имеет вид

x_m	0	1	2	...	m
p_m	$\exp(-a)$	$\frac{a}{1}\exp(-a)$	$\frac{a^2}{2!}\exp(-a)$		$\frac{a^m}{m!}\exp(-a)$

Сумма вероятностей всех возможных значений случайной величины для ряда распределения равна 1. Действительно, для пуассоновского ряда распределений имеем:

$$\sum_{m=0}^{\infty} p_m = \sum_{m=0}^{\infty} \frac{a^m}{m!}\exp(-a) = \exp(-a)\sum_{m=0}^{\infty}\frac{a^m}{m!},$$

но $\sum_{m=0}^{\infty}\frac{a^m}{m!} = \exp(a)$,

откуда $\sum_{m=0}^{\infty} p_m = \exp(-a)\exp(a) = 1$.

Ряд распределения можно представить в виде многоугольника распределения. По оси абсцисс откладываем значения случайной величины, а по оси ординат — вероятности этих значений. Для наглядности полученные точки соединяются отрезками прямых. На рис. 1.1 показаны многоугольники распределения случайной величины X, распределенной по закону Пуассона, соответствующие различным значениям параметра a.

Заметим, что сумма ординат многоугольника распределения, представляющая собой сумму вероятностей всех возможных значений случайной величины, всегда равна единице.

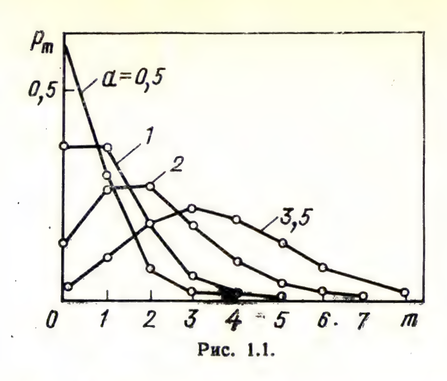


Рис. 1.1.

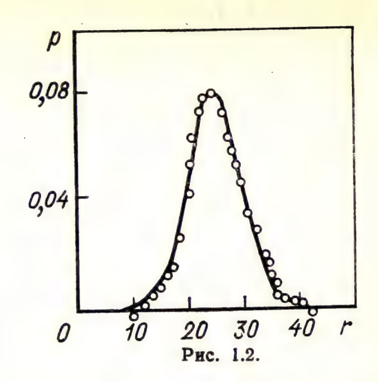


Рис. 1.2.

Рис. 1.1. Многоугольники распределения случайной величины X, распределенной по закону Пуассона, для различных a

Рис. 1.2. Распределение Пуассона для $a=25$ (кружки) и нормальное распределение (сплошная кривая)

Рассмотрение графиков показывает: 1) наиболее вероятными числами являются $m=a$ и $m=a-1$; 2) с увеличением параметра a уменьшается относительная ширина области значений m, при которых вероятность появления не очень мала по сравнению с p_a; 3) с увеличением a распределение вероятности становится более симметричным относительно среднего значения $m=a$.

Распределение Пуассона является предельным случаем биномиального распределения

$$P(m,\ n) = C_n^m\, p^m (1-p)^{n-m},$$

если одновременно устремлять число опытов n к бесконечности, а вероятность появления событий в каждом опыте p — к нулю, причем $np=a$ сохраняет постоянное значение.

Когда $a\to\infty$, распределение Пуассона приближается к нормальному распределению.

$$f(X) = \frac{1}{\sigma\sqrt{2\pi}} \exp\left[-\frac{1}{2}\,\frac{(X-a)^2}{\sigma^2}\right].$$

При значениях параметра $a>100$ (т. е. при среднем значении числа частиц, попадающих в данный интервал, более 100) закон Пуассона можно аппроксимировать нормальным распределением.

На рис. 1.2 точками представлено распределение Пуассона для $a=25$ и нормальное распределение — сплошная кривая.

1.4. Распределение временных и пространственных интервалов для потока Пуассона

Важная характеристика потока событий — закон распределения интервалов между соседними событиями. Интервал между событиями — непрерывная случайная величина. Для непрерывной

случайной величины нельзя построить ряд распределения, как это было сделано для закона Пуассона. Наиболее общей формой закона распределения случайной величины T является так называемая функция распределения.

Функцией распределения или интегральным законом распределения случайной величины T называется вероятность неравенства $T<t$. Эта вероятность рассматривается как функция переменной t

$$F(t)=p(T<t).$$

Определение функции распределения имеет простую интерпретацию, если рассматривать случайную величину как случайную точку на оси времени Ot, которая в результате опыта может занять то или иное положение. Тогда функция распределения $F(t)$ есть вероятность того, что частица в результате опыта попадет левее точки t.

Будем увеличивать t, т. е. перемещать точку t вправо по оси времени. При этом вероятность того, что случайная точка T попадет левее t, не может уменьшиться, следовательно, функция распределения $F(t)$ есть неубывающая функция своего аргумента t. При неограниченном перемещении точки t вправо $F(+\infty)=1$, так что событие $T<t$ при неограниченном увеличении времени становится достоверным.

Рассмотрим случайную величину τ — промежуток времени между произвольными двумя соседними событиями в пуассоновском потоке и найдем ее функцию распределения

$$F(t)=p(\tau<t).$$

Вероятность того, что интервал времени τ между двумя частицами будет меньше t, для пуассоновского потока равна

$$F(t)=1-\exp(-\lambda t), \qquad (1.2)$$

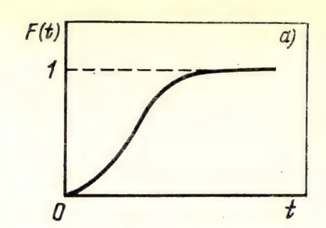
где $\exp(-\lambda t)$ — вероятность того, что за время t не появится ни одной частицы; λ — среднее число частиц в единичном интервале.

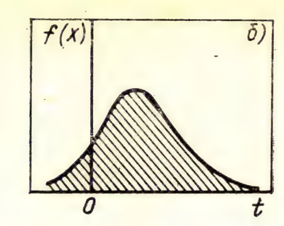
Напомним, что пуассоновский поток не обладает последействием, поэтому интервал времени t можно отсчитывать от любого момента времени, и в частности от момента появления одной из частиц потока.

График функции распределения $F(t)=1-\exp(-\lambda t)$ показан на рис. 1.3,*а*. Из графика видно, что вероятность попадания частицы в интервал t растет с увеличением интервала, приближаясь к единице.

Мы рассмотрим случай, когда величина λ — среднее число частиц, попадающих на входное окно детектора в единицу времени, — являлась постоянной величиной. Очевидно, что при увеличении λ и фиксированном интервале времени вероятность попадания частицы в этот фиксированный интервал времени растет.

Функция распределения непрерывной случайной величины — ее исчерпывающая вероятностная характеристика. Однако по ней





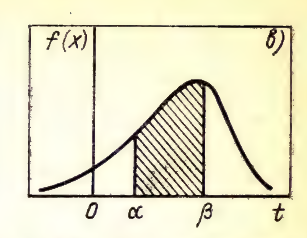


Рис. 1.3. График функции распределения $F(t)=1-\exp(-\lambda t)$ (*а*); плотности распределения (*б*) и графическое изображение вероятности попадания случайной **величины в интервал** (α, β) (*в*)

трудно судить о характере распределения непрерывной случайной величины в окрестности той или другой точки числовой оси. Более наглядное представление дается плотностью распределения вероятностей—дифференциальным законом распределения случайной величины.

Плотность распределения $f(t)$ равна производной от функции распределения $F(t)$, т. е.

$$f(t)=F'(t)=\lambda\exp(-\lambda t). \tag{1.3}$$

Кривая, изображающая плотность распределения $f(x)$, называется кривой распределения (рис. 1.3,*б*). На графике плотности распределения функция распределения изображается площадью, заштрихованной на том же рисунке. Вероятность того, что непрерывная случайная величина примет значение, принадлежащее интервалу (α, β), равна площади криволинейной трапеции, заштрихованной на рис. 1.3,*в*. Заметим, что интеграл в бесконечных пределах от плотности распределения равен единице.

Полученное распределение плотности вероятности называют экспоненциальным распределением. Таким образом, плотность распределения временны́х интервалов имеет экспоненциальное распределение. Чем меньше интервал, тем больше вероятность этого интервала. Полученная плотность распределения описывает не только временны́е распределения, но и распределение пространственных интервалов. Поэтому расстояния между точками попадания частиц в линейную область пространства распределены по экспоненциальному закону.

1.5. Примеры применения закона Пуассона

Для пуассоновского потока событий вероятность того, что за интервал t событие не произойдет, равна

$$p(0,\ t)=\exp(-t/t_{\text{ср}}), \tag{1.4}$$

где $t_{\text{ср}}$ — средний интервал между двумя событиями. Заметим, что интервал между событиями равен интервалу до события, так как интервал времени t можно отсчитывать от любого момента времени (из-за отсутствия последействия).

1.5.1. Эффективность разрядного счетчика

Будем считать, что счетчик зарегистрирует частицу, если в его объеме образуется хотя бы одна пара носителей заряда.

Вероятность того, что частица, проходя через счетчик, на длине пути l не образует ни одной пары носителей заряда (т. е. событие не произойдет), равна

$$p(0, l) = \exp(-l/l_{ср}), \quad (1.5)$$

где $l_{ср}$ — средняя длина пути, на котором образуется одна пара носителей заряда. Отношение $l/l_{ср}$ равно среднему числу пар носителей заряда $N_{ср}$, образованному регистрируемой частицей в счетчике. Тогда вероятность того, что частица не будет зарегистрирована, равна $e^{-N_{ср}}$. Соответственно вероятность того, что частица будет зарегистрирована, равна

$$1 - p(0, l) = 1 - \exp(-N_{ср}).$$

Эту вероятность можно приближенно выразить через частоту событий. Тогда вероятность того, что частица будет зарегистрирована, приближенно равна отношению N_p/N, где N_p — число зарегистрированных частиц; N — общее число частиц, прошедших через счетчик. В итоге получаем, что эффективность регистрации равна

$$\eta = \frac{N_р}{N} = 1 - \exp(-N_{ср}). \quad (1.6)$$

1.5.2. Ударная ионизация

В электрическом поле носитель заряда (например, электрон), двигаясь в среде, на длине свободного пробега $\lambda > \lambda_и$ может получить энергию, достаточную для ионизации среды.

Вероятность того, что электрон эту энергию приобретет и произведет ионизацию, равна вероятности того, что длина свободного пробега электрона будет больше $\lambda_и$. Эта вероятность равна $\exp\left(-\frac{\lambda}{\lambda_{ср}}\right)$, где $\lambda_{ср}$ — средняя длина свободного пробега.

Вероятность того, что электрон произведет ионизацию, может быть приближенно представлена частотой события, а именно отношением числа соударений, сопровождающихся ионизацией, к полному числу соударений.

Полное число соударений на 1 см пути равно $\nu = \frac{1}{\lambda_{ср}}$. Полное число соударений на 1 см пути, сопровождающихся ионизацией (или число пар носителей заряда, образованных на пути в 1 см), равно α. Тогда

$$\frac{\alpha}{\nu} = \exp(-\lambda_и/\lambda_{ср}) \quad \text{или} \quad \alpha = \frac{1}{\lambda_{ср}} \exp(-\lambda_и/\lambda_{ср}), \quad (1.7)$$

где α — коэффициент ударной ионизации.

1.5.3. Просчеты из-за мертвого времени τ

Сигнал на выходе детектора имеет определенную длительность τ. Будем считать, что счетное устройство, включенное после детектора, полностью теряет чувствительность к последующим импульсам на время τ. По истечении времени τ устройство вновь приобретает способность регистрировать импульсы. Время τ называют мертвым временем.

Вероятность того, что частица не попадет в интервал мертвого времени τ и, следовательно, будет сосчитана, равна $\exp(-\tau/\tau_{ср})$, где $\tau_{ср}$ — средний интервал времени между частицами.

Вероятность регистрации частицы приближенно равна частоте $n_р/n$, где $n_р$ — число зарегистрированных (с учетом мертвого времени) частиц в единицу времени; n — полное число частиц, попадающих в счетчик в единицу времени.

Тогда

$$n_p/n = \exp(-\tau/\tau_{ср}), \tag{1.8}$$

или, разлагая экспоненту в ряд, получаем

$$n_p/n = 1 - \tau/\tau_{ср} = 1 - n\tau$$

или

$$n = \frac{n_р}{1 - n\tau}. \tag{1.9}$$

Полученные выражения справедливы для систем с так называемым продлевающимся мертвым временем τ. Действительно, если после регистрации частицы в интервал τ попадет еще одна частица, то она не сможет быть зарегистрирована через время меньшее, чем τ (из-за отсутствия последействия в законе Пуассона).

1.6. Числовые характеристики распределений

Полученные законы распределения полностью характеризуют случайную величину с вероятностной точки зрения. Каждый закон распределения представляет собой некоторую функцию, и эта функция полностью описывает случайную величину.

Однако при решении ряда практически важных задач нет необходимости характеризовать случайную величину полностью. Достаточно бывает указать только отдельные числовые параметры, например, среднее значение, около которого группируются возможные значения случайной величины, число, характеризующее степень разбросанности этих значений относительно среднего, и т. д.

1.6.1. Характеристики положения (математическое ожидание, мода, медиана)

Одна из важнейших характеристик положения случайной величины — *математическое ожидание* случайной величины. Математическое ожидание иногда называют просто средним значением

случайной величины. Оно отличается от среднего арифметического так же, как вероятность отличается от частоты. При большом числе опытов среднее арифметическое наблюденных значений случайной величины приближается к ее математическому ожиданию.

Рассмотрим дискретную случайную величину X, имеющую возможные значения X_1, X_2, ... , X_n с вероятностями p_1, p_2, ... , p_n.

Математическое ожидание случайной величины X, которое обозначается $M[X]$) или (m_x), определяется равенством

$$M[X] = \sum_{i=1}^{n} x_i p_i = m_x. \tag{1.10}$$

Итак, математическим ожиданием случайной величины X называется сумма произведений всех возможных значений случайной величины на вероятности этих значений. Если производится несколько серий опытов, то математическое ожидание есть постоянное число, около которого будут колебаться средние арифметические значения случайной величины, вычисленные для каждой серии опытов. Как уже упоминалось, при увеличении числа опытов среднее арифметическое наблюденных значений случайной величины сходится по вероятности к ее математическому ожиданию $M[X]$.

Математическим ожиданием непрерывной случайной величины X, возможные значения которой принадлежат отрезку $[a, b]$, называют определенный интеграл

$$M[X] = \int_a^b x f(x)\,dx, \tag{1.11}$$

где $f(x)$ — плотность распределения величины X.

Эта формула получается из формулы для дискретного значения, если в ней заменить отдельные значения x_i непрерывно изменяющимся параметром x; соответствующие вероятности p_i — элементом вероятности $f(x)dx$, а конечную сумму — интегралом.

Напомним, что математическое ожидание суммы равно сумме математических ожиданий слагаемых

$$M[X+Y] = M[X] + M[Y].$$

Для взаимно независимых случайных величин математическое ожидание произведения равно произведению математических ожиданий сомножителей

$$M[XY] = M[X]M[Y].$$

Для закона Пуассона вычисление по формуле (1.10) показывает, что математическое ожидание равно параметру a.

Для показательного распределения математическое ожидание, определенное по формуле (1.11), есть величина, обратная коэффициенту λ, т. е. среднему числу событий, приходящихся на единичный интервал.

Таким образом, для пуассоновского потока число частиц, попадающих в данный фиксированный интервал (временно́й или пространственный), колеблется около величины a, равной математическому ожиданию (среднее число частиц, попадающих в данный интервал).

Среднее значение интервала между двумя соседними частицами в пуассоновском потоке равно $1/\lambda$ (как во временно̀м, так и в пространственном линейном интервале).

Модой дискретной случайной величины называют ее наиболее вероятное значение. Для непрерывной случайной величины мода есть такое значение случайной величины, при котором плотность распределения имеет максимум.

Медианой случайной величины X называют такое ее значение M_D, для которого равновероятно получение большего или меньшего значения случайной величины

$$p(X<M_D)=p(X>M_D).$$

Геометрическая медиана — это абсцисса точки, в которой площадь, ограниченная кривой распределения, делится пополам.

Если распределение одномодальное и симметричное, то все три характеристики положения случайной величины — математическое ожидание, мода и медиана — совпадают.

1.6.2. Дисперсия и среднее квадратическое отклонение

Значения наблюдаемых в различных опытах случайных величин всегда колеблются около среднего значения. Рассеяние случайной величины характеризуют дисперсией — математическим ожиданием квадрата отклонения случайной величины от ее среднего значения, т. е.

$$D[X]=M[(X-m_x)^2]. \tag{1.12}$$

Для дискретной случайной величины

$$D[X]=\sum_{i=1}^{n}(x_i-m_x)^2 p_i.$$

Для непрерывной

$$D[X]=\int_{-\infty}^{+\infty}(x-m_x)^2 f(x)\,dx.$$

Среднее квадратическое отклонение случайной величины равно

$$\sigma[X]=\sigma_x=\sqrt{D[X]}. \tag{1.13}$$

Напомним основные свойства дисперсии случайной величины.

Дисперсия произведения неслучайной величины на случайную величину равна произведению квадрата неслучайной величины на дисперсию случайной величины

$$D[cX]=c^2D[X].$$

Дисперсия случайной величины равна математическому ожиданию квадрата случайной величины минус квадрат ее математического ожидания

$$D[X]=M[X^2]-m_x^2.$$

Дисперсия обладает особыми свойствами, которые дают ей существенное преимущество по сравнению с другими характеристиками величины рассеяния. Действительно, если случайные величины взаимно независимы, то для любого закона распределения этих величин дисперсия суммы взаимно независимых случайных величин равна сумме их дисперсий, т. е.

$$D=\sum_{i=1}^{n} D_i.$$

Отсюда следует, что дисперсия среднего значения величины уменьшается с увеличением числа опытов:

$$D(\bar{x})=D(x_i)/n.$$

Дисперсия случайной величины, распределенной по закону Пуассона, численно равна ее математическому ожиданию, т. е.

$$D[X]=a.$$

Среднее квадратическое отклонение равно $\sqrt{a}$.

Для показательного распределения дисперсия равна $1/\lambda^2$ и среднее квадратическое отклонение равно $1/\lambda$.

1.7. Представление и анализ экспериментальных данных

Основные задачи измерений. Рассмотрим основные задачи измерений на примере исследования стационарного потока событий. Стационарный поток характеризуется прежде всего **средней плотностью**, т. е. средним числом частиц, попадающих на входное окно детектора в единицу времени. Для оценки разброса отдельных значений (дисперсии) необходимо знание закона распределения случайной величины. Если заранее известно, что величина распределена по закону Пуассона, то следует определить только один параметр — математическое ожидание, равное дисперсии.

Определение закона распределения случайной величины по данным измерений в некоторых случаях представляет самостоятельный интерес, так как позволяет судить о природе явления.

Пусть в результате серии измерений получено некоторое распределение случайной величины. Требуется определить закон распределения. Для этого необходимо проверить, согласуются ли экспериментальные данные с гипотезой о том, что случайная величина подчинена данному закону (например, закону Пуассона или какому-нибудь другому). Эта задача решается поверкой на соответствие так называемых критериев согласия того, что полу-

ченное экспериментально распределение подчиняется тому или иному закону.

При определении числовых характеристик экспериментального распределения следует опираться на предельные теоремы теории вероятностей. Из них, в частности, следует, что каждая числовая характеристика экспериментального распределения при увеличении числа опытов сходится по вероятности к числовым характеристикам случайной величины. Таким образом, каждой числовой характеристике случайной величины X (см. разд. 1.6) соответствует ее статистическая аналогия. Для основной характеристики положения — математического ожидания случайной величины — такой аналогией является среднее арифметическое случайной величины

$$M^*[X] = \frac{\sum_{i=1}^{n} x_i}{n}, \qquad (1.14)$$

где x_i — значение случайной величины, наблюденное в i-м опыте; n — число опытов. Эту характеристику называют статистическим средним случайной величины или выборочным средним значением. Последнее название обусловлено тем, что в реальном эксперименте всегда имеют дело с конечным числом значений случайной величины. Это конечное число измеренных значений случайной величины называют выборкой. С увеличением числа замеров среднее арифметическое приближается к математическому ожиданию.

Подобные статистические аналоги существуют для всех числовых характеристик. В дальнейшем будем отмечать статистические характеристики звездочкой. Например, вместо вероятности p_i частота p_i^*, вместо среднего значения случайной величины $m_x = M[X]$ среднее арифметическое $m_x^* = M^*[X]$, вместо дисперсии случайной величины $D[X]$ статистическая дисперсия $D^*[X]$.

Все определения числовых характеристик статистического распределения аналогичны определениям числовых характеристик случайной величины X с той лишь разницей, что всюду вместо математического ожидания взято среднее арифметическое. Как уже упоминалось, согласно закону больших чисел при увеличении числа наблюдений все статистические характеристики сходятся по вероятности к соответствующим математическим характеристикам и при достаточно большом n могут быть приняты приближенно равными им.

При большом числе опытов применяют следующий прием. Весь статистический материал разбивают на классы (или разряды) так, как это делается при построении статистического ряда. Вычисляют среднее значение случайной величины в каждом разряде, которое считают «представителем» разряда. Тогда статистические

числовые характеристики выражаются следующими формулами:

$$m_x^* = M^*[X] = \sum_{i=1}^{k} \tilde{x}_i p_i^*, \qquad (1.15)$$

$$D_x^* = D^*[X] = \sum_{i=1}^{k} (\tilde{x}_i - m_x^*)^2 p_i^*, \qquad (1.16)$$

где $\tilde{x}_i$ — «представитель» i-го разряда; p_i^* — частота i-го разряда; k — число разрядов.

Как видно, формулы полностью аналогичны формулам, определяющим математическое ожидание и дисперсию величины X с той только разницей, что вместо вероятности p_i в них стоят частоты p_i^*, вместо математического ожидания m_x — статистическое (арифметическое) среднее m_x^*, вместо числа возможных значений случайной величины — число разрядов.

Таким образом, формулируются три основные задачи измерений: 1) нахождение законов распределения; 2) проверка того, что найденное распределение подчиняется определенному закону; 3) определение числовых характеристик экспериментального распределения.

Рассмотрим подробнее каждую из перечисленных задач.

1.7.1. Определение закона распределения случайной величины

Будем измерять число частиц, попавших в данный фиксированный интервал времени. Ранее упоминалось, что различие между распределением Пуассона и нормальным распределением становится заметным только при достаточно малых значениях параметра a. Поэтому если мы хотим установить различие между этими двумя распределениями, то исследование следует проводить при небольших параметрах a, т. е. при средней плотности частиц (среднем числе частиц, попадающих на входное окно детектора в единицу времени) порядка 10.

Проведем ряд независимых наблюдений числа частиц, попадающих в фиксированный интервал времени. В каждом из этих опытов будет измеряться вполне определенное число частиц. Построим таблицу, в которой перечислены все возможные значения числа частиц, попадающих в данный интервал, и соответствующие им частоты. Такую таблицу в отличие от построенного нами ранее ряда случайной величины, где вместо частот событий были указаны их вероятности, называют статистическим рядом распределения случайной величины.

Для непрерывной случайной величины, в данном случае для интервалов между двумя соседними частицами, разделим весь диапазон наблюдаемых значений на разряды и подсчитаем число интервалов m_i, укладывающихся в каждый i-й разряд. Это число интервалов разделим на общее число наблюдений n и найдем час-

тоту, соответствующую данному разряду,

$$p_i^* = \frac{m_i}{n}.$$

Естественно, сумма частот всех разрядов должна быть равна единице. Построим таблицу, в которой приведены разряды в порядке их расположения на оси времени и соответствующие частоты, т. е. построим статистический ряд

I_i	$x_1;\ x_2$	$x_2;\ x_3$	...	$x_i;\ x_{i+1}$	...	$x_k;\ x_{k+1}$
p_i^*	p_1^*	p_2^*	...	p_i^*	...	p_k^*

Здесь I_i — это обозначение i-го разряда; x_i и x_{i+1} — его границы; p_i^* — соответствующие частоты разрядов. Значения, находящиеся в точности на границе двух разрядов, условно считают в равной мере принадлежащими к обоим разрядам, прибавляя к числам того и другого разряда по 1/2. Число разрядов обычно выбирают равным нескольким десяткам.

Статистический ряд можно представить графически в виде гистограммы. Для этого по оси абсцисс откладывают разряды и на каждом из разрядов строят прямоугольник, площадь которого равна частоте данного разряда. Для построения гистограммы нужно частоту каждого разряда разделить на его длину и полученное число взять в качестве высоты прямоугольника. В случае равных по длине разрядов высоты прямоугольников пропорциональны соответствующим частотам. Полная площадь гистограммы равна единице.

По данным статистического ряда можно приближенно построить и статистическую функцию распределения случайной величины. Для практики обычно достаточно построить статистическую функцию распределения по точкам, в качестве которых взяты границы x_1, x_2, x_3 ... разрядов, которые фигурируют в статистическом ряде. Для функции распределения

$$F^*(x_1) = 0;$$

$$F^*(x_2) = p_1^*;$$

$$F^*(x_3) = p_1^* + p_2^*;$$

. . . .

$$F^*(x_{k+1}) = \sum_{i=1}^{k} p_i^* = 1.$$

Соединяя полученные точки ломаной линией или плавной кривой, можно получить приближенный график статистической функции распределения.

При увеличении числа независимых опытов частота рассматриваемого события сходится к вероятности. При уменьшении размера разряда гистограмма сводится к распределению плотности

вероятности, статистический ряд распределения — к ряду распределения, а статистическая функция распределения — к функции распределения $F(x)$.

1.7.2. Критерии согласия

Рассмотрим один из наиболее часто применяемых критериев согласия — критерий χ^2 Пирсона.

В результате независимых опытов получен статистический ряд

I_i	$x_1;\ x_2$	$x_2;\ x_3$	...	$x_k;\ x_{k+1}$
p_i	p_1^*	p_2^*	...	p_k^*

Чтобы определить, согласуются ли экспериментальные данные с гипотезой о том, что случайная величина X имеет данный закон распределения, заданный функцией распределения $F(x)$ или плотностью распределения вероятности $f(x)$, следует сравнить наблюденные частоты p_i^* с теоретически найденными вероятностями p_i попадания случайной величины в каждый из разрядов, исходя из предлагаемого закона распределения. В качестве меры расхождения между теоретическим и найденным статистическим распределением выбирают сумму квадратов отклонений $(p_i^*-p_i)$, взятых с некоторыми весами c_i:

$$U=\sum_{i=1}^{k} c_i(p_i^*-p_i)^2.$$

Коэффициенты c_i веса разрядов вводятся потому, что по абсолютной величине отклонение $(p_i^*-p_i)$ зависит от величины вероятности p_i. Естественно взять веса обратно пропорциональными вероятностям разрядов. Пирсон показал, что если положить $c_i=n/p_i$, то при больших n закон распределения величины U практически не зависит от функции распределения и приближается к так называемому «распределению χ^2». Мера расхождения обычно обозначается

$$\chi^2=n\sum_{i=1}^{k}\frac{(p_i^*-p_i)^2}{p_i}. \tag{1.17}$$

Учитывая, что p_i^* равна m_i/n, где m_i — число значений, в i-м разряде формулу приводят к виду

$$U=\chi^2=\sum_{i=1}^{k}\frac{(m_i-np_i)^2}{np_i}. \tag{1.18}$$

Распределение χ^2 дает возможность оценить степень согласованности теоретического и экспериментально полученного статистического распределения.

Схема применения критерия χ^2 оценки согласованности теоретического и статистического распределений сводится к следующему:

1. Определяется мера расхождения χ^2 по формуле (1.18).

2. Определяется число степеней свободы r как число разрядов k минус число наложенных на частоты p_i^* связей s: $r=k-s$. (Число s наложенных связей на частоты p_i^*, например условие $\sum_{i=1}^{k} p_i^* = 1$.)

3. По r и χ^2 с помощью таблиц определяется вероятность того, что величина, имеющая распределение χ^2 с r степенями свободы, превзойдет данное значение χ^2. Если эта вероятность мала, гипотеза отбрасывается как неправдоподобная. Если эта вероятность относительно велика,— гипотезу можно признать непротиворечащей экспериментальным данным.

Существенным является вопрос, каким должен быть размер разряда (ячейки) гистограммы. При слишком большом размере ячейки происходит сглаживание данных, при котором возможна потеря информации. При малом размере ячейки в нее будет попадать слишком малое число событий. Обычно при практических расчетах считают, что число событий на одну ячейку гистограммы должно быть более 5.

Одно из основных правил при выборе размера ячеек состоит в том, что при числе ячеек k все они должны соответствовать одинаковому вероятностному содержанию в рамках принятой гипотезы. Для этого, если определена функция распределения, для нахождения соответствующих ячеек можно делить интервал изменения функции распределения на k равных частей. Для одномерной величины эта процедура не представляет затруднений.

Кроме критерия χ^2, для оценки степени согласованности экспериментального статистического и теоретического распределений применяется еще ряд других критериев. Наиболее удачные критерии основаны на сравнении распределения, предсказываемого гипотезой, с экспериментальным распределением. Одним из таких критериев является критерий Колмогорова. В качестве меры расхождения берется максимальное значение модуля разности между статистической функцией распределения и соответствующей теоретической функцией распределения

$$D=\max|F^*(x)-F(x)|. \qquad (1.19)$$

Колмогоров доказал, что какова бы ни была функция распределения $F(x)$ непрерывной случайной величины X, при неограниченном возрастании числа независимых наблюдений n вероятность неравенства $D\sqrt{n} \geqslant \lambda$ стремится к пределу

$$p(\lambda)=1-\sum_{k=-\infty}^{\infty}(-1)^k \exp(-2k^2\lambda^2). \qquad (1.20)$$

Таблица 1.1. **Значение вероятности $p(\lambda)$**

λ	$p(\lambda)$	λ	$p(\lambda)$	λ	$p(\lambda)$
0,0	1,000	0,7	0,711	1,4	0,040
0,1	1,000	0,8	0,544	1,5	0,022
0,2	1,000	0,9	0,393	1,6	0,012
0,3	1,000	1,0	0,270	1,7	0,006
0,4	0,997	1,1	0,178	1,8	0,003
0,5	0,964	1,2	0,112	1,9	0,002
0,6	0,864	1,3	0,068	2,0	0,001

Значения вероятности $p(\lambda)$, подсчитанные по приведенной формуле (1.20), даны в табл. 1.1.

Схема применения критерия Колмогорова следующая.

1. По результатам проведенных измерений строят статистическую функцию распределения $F^*(x)$.

2. На том же графике строят предполагаемую теоретическую функцию распределения $F(x)$.

3. Определяют максимальное значение модуля разности между ними.

4. Вычисляют величину

$$\lambda = D\sqrt{n}.$$

5. По табл. 1.1 находят вероятность $p(\lambda)$.

Это есть вероятность того, что максимальное расхождение между $F^*(x)$ и $F(x)$ будет не меньше, чем фактически наблюдаемое. Если вероятность $p(\lambda)$ мала, гипотезу следует отбросить как неправдоподобную, при сравнительно большой вероятности гипотезу можно считать совместимой с опытными данными.

1.7.3. Статистическое среднее

В физическом эксперименте одна из наиболее распространенных задач — определение среднего значения измеряемой величины и оценка точности этого среднего значения.

Среднее значение случайной величины может быть определено как среднее арифметическое наблюдаемых значений. Если n независимых опытов дают значения $x_1, x_2, ..., x_n$, то среднее арифметическое наблюдаемых значений случайной величины

$$m^* = \frac{1}{n}\sum_{i=1}^{n} x_i = M^*[X] = \sum_{i=1}^{n} x_i p_i^*. \qquad (1.21)$$

Важно напомнить, что при увеличении числа измерений (испытаний) среднее арифметическое сходится по вероятности к математическому ожиданию, т. е. к вполне определенной постоянной для данного явления величине. Сведение арифметически среднего к математическому ожиданию есть следствие закона

больших чисел и происходит для любой случайной величины независимо от закона распределения случайной величины. Поэтому при большом числе испытаний мы можем с достаточной точностью определять среднее значение случайной величины.

1.7.4. Статистическая дисперсия случайной величины и ее среднего значения

Прежде всего отметим принципиальное различие между $D^*[X]$ и $D^*[m_x^*]$. Дисперсия случайной величины определяется законом распределения случайной величины и не зависит от числа испытаний. Увеличение числа испытаний только увеличивает вероятность того, что статистическая дисперсия будет равна математической, определяемой законом распределения случайной величины. Если, например, случайная величина распределена по закону Пуассона, то дисперсия равна параметру a, т. е. среднему значению случайной величины.

Дисперсия среднего зависит от числа испытаний (от объема выборки). Действительно, как уже упоминалось, дисперсия суммы равна сумме дисперсий для взаимно независимых случайных величин (независимо от закона распределения случайной величины). Поэтому с увеличением числа испытаний дисперсия среднего уменьшается. Это справедливо для любого закона распределения случайной величины.

Более того, при увеличении n распределение статистического среднего значения $M^*[X]$ для любой величины, имеющей среднее значение $M[X]$ и конечную дисперсию $D[X]$, приближается к нормальному распределению со средним $M[X]$ и дисперсией σ^2/n.

Рассмотрим случайную величину, распределенную по закону Пуассона. Тогда дисперсия случайной величины равна среднему значению величины, т. е. $m^*=D^*[X]$. Дисперсия среднего значения $D[m_x^*]$ равна

$$D[m_x^*] = D^*[X]\frac{1}{n}.$$

1.7.5. Оценка параметров интервалом значений

При оценке параметров интервалом значений находят область $\theta_a \leqslant \theta \leqslant \theta_b$, которая с вероятностью β содержит истинное значение θ. Вероятность β носит название доверительной вероятности, а интервал, в котором с вероятностью β находится истинное значение параметра θ, называют доверительным интервалом.

Для нормального распределения с вероятностью 0,683 среднее значение находится в интервале $\pm\sigma^*$ $\left(\sigma^*=\frac{\sigma}{\sqrt{n}}\right)$. Если интервал увеличить до $\pm 2\sigma^*$, то вероятность равна 0,95. Вероятность того, что все возможные значения величины θ (среднего значения) находятся в интервале $\pm 3\sigma^*$, близка к единице (до долей процента).

Для часто встречающихся статистических распределений составлены подробные таблицы доверительных интервалов.

Для закона Пуассона дисперсия равна среднему значению, и среднее квадратическое отклонение можно вычислить по формуле

$$\sigma_x=\sqrt{x_{\text{ср}}}.$$

Верхнюю границу вероятности данного отклонения для любого закона распределения можно определить с помощью неравенства Чебышева

$$p(\mid X-m_x\mid \geqslant \alpha)\leqslant \frac{D_x}{\alpha^2},$$

где X — случайная величина с математическим ожиданием m_x и дисперсией D_x; α — положительное число.

Пусть $\alpha=3\sigma_x$, тогда

$$p(\mid X-m_x\mid \geqslant 3\sigma_x)\leqslant \frac{D_x}{9\sigma_x^2}=\frac{1}{9}.$$

Это означает, что вероятность того, что отклонение случайной величины от ее среднего значения при любом законе распределения выйдет за пределы трех средних квадратических отклонений, не может быть больше $\frac{1}{9}$. На практике в большинстве случаев вероятность того, что величина X выйдет за пределы участка $m_x\pm 3\sigma$, существенно меньше $\frac{1}{9}$. Так, для нормального закона эта вероятность примерно 0,003.

На практике обычно значения случайных величин крайне редко выходят за пределы $m_x\pm 3\sigma_x$. Если закон распределения случайной величины неизвестен, а известны только m_x и σ_x, то обычно полагают, что отрезок $m_x\pm 3\sigma_x$ является участком практически возможных значений случайной величины.

Для точного нахождения интервала значений необходимо заранее знать вид закона распределения случайной величины.

Идея построения доверительного интервала (т. е. интервала, в котором содержится значение параметра) сводится к следующему. Доверительный интервал находится из условия, выражающего вероятность выполнения некоторых неравенств, в которые входит интересующая нас оценка.

Наиболее подробно изучен случай нормального распределения, для которого существуют таблицы, позволяющие находить доверительные интервалы для математического ожидания и дисперсии.

1.8. Ширина спектральной линии

До сих пор мы ничего не говорили об идивидуальных характеристиках самих частиц. Допустим, что на входное окно детектора падают частицы одной и той же природы, но с различной кинети-

ческой энергией. Энергию частицы мы можем измерить с конечной точностью, поэтому разобьем весь энергетический интервал на конечное число участков, в каждом из которых энергия частицы лежит в пределах от E до $E+\Delta E$. Для выбора ширины участка необходимо прежде всего определить ширину спектральной линии, т. е. интервал энергий, характеризующий спектральную линию моноэнергетического излучения. За ширину спектральной линии принимают ширину распределения на половине высоты.

Ширина спектральной линии не может быть меньше ширины энергетического уровня. Ширина уровня ΔE зависит от средней длительности пребывания системы в данном состоянии, т. е. от времени жизни на уровне Δt. Согласно соотношению неопределенности для энергии и времени ширина уровня равна $\Delta E = \hbar/\Delta t$, т. е. чем меньше время жизни на уровне, тем больше ширина уровня. Для свободной системы, например для изолированного ядра или изолированного атома, переходы с уровня на нижележащие уровни определяют естественную ширину уровня.

Оценим естественную ширину уровня при переходе ядра из возбужденного состояния в основное с испусканием γ-кванта. Рассмотрим хорошо изученный процесс испускания возбужденным ядром иридия γ-кванта с периодом полураспада порядка 10^{-10} с. Тогда согласно соотношению неопределенностей энергия возбужденного состояния E определяется с погрешностью ΔE:

$$\Delta E = \frac{\hbar}{\Delta t} = \frac{10^{-27}}{10^{-10}\cdot 1{,}6\cdot 10^{-12}} \approx 6{,}2\cdot 10^{-6} \text{ эВ}.$$

Таким образом, ширина уровня составляет примерно 10^{-6} эВ. В действительности ширина спектральной линии значительно больше.

Увеличение ширины спектральной линии происходит прежде всего вследствие эффекта Доплера и взаимодействия излучающей системы с окружающими ее частицами. Уширение из-за взаимодействия с окружающими частицами нельзя описать какой-либо универсальной формулой. Как правило, уширение взаимодействия имеет тот же порядок величины, что и доплеровское.

Доплеровское уширение обусловлено разной величиной доплеровского смещения линий из-за различия скорости и направления движения излучающих ядер. Естественно, что доплеровское уширение зависит от температуры вещества и при высокой температуре является определяющим. При комнатной температуре энергия теплового движения равна $kT = 0{,}025$ эВ, доплеровское уширение оценено по формуле ($\Delta E_я$ вычислено ниже)

$$D = 2\sqrt{\Delta E_я kT} \approx 2\sqrt{0{,}05\cdot 0{,}025} \approx 0{,}07 \text{ эВ}.$$

Кроме уширения спектральной линии, происходит ее сдвиг в сторону меньших энергий кванта, так как некоторая доля энергии $\Delta E_я$ передается ядру. При переходе из возбужденного состоя-

ния с энергией E в основное энергия испущенного **γ-кванта** $E_{\gamma\ \text{исп}}$ равна:

$$E_{\gamma\ \text{исп}}=E-\Delta E_{я}<E,$$

где $\Delta E_{я}$ — кинетическая энергия, переданная ядру.

Чтобы возбудить ядро до энергии E, необходим квант γ-излучения с энергией

$$E_{\gamma\ \text{погл}}=E+\Delta E_{я}>E,$$

где $\Delta E_{я}$ — кинетическая энергия ядра отдачи, передаваемая γ-квантом поглощенному ядру. Таким образом, линия испускания и линия поглощения для одного и того же перехода в ядре сдвинута друг относительно друга на величину $2\Delta E_{я}$.

Это приводит к тому, что линия испускания сдвигается по энергии относительно линии поглощения. Если этот сдвиг превысит определенную величину, так что линии не будут перекрываться, то поглощение испущенных квантов станет невозможным.

Оценим величину сдвига спектров при испускании γ-кванта ядром ^{191}Ir. Энергию ядра отдачи определим из условия сохранения импульса

$$\Delta E_{я}=p_{я}^2/(2M_{я})=p_{\gamma}^2/(2M_{я})=$$
$$=E_{\gamma}^2/(2M_{я}c^2)\approx E^2/(2M_{я}c^2),$$

откуда

$$\Delta E_{я}=(1{,}29\cdot 10^5)^2/(2\cdot 191\cdot 931\cdot 10^6)\approx 0{,}05\ \text{эВ}.$$

Эта величина существенно превышает естественную ширину линии, но по порядку величины равна доплеровскому уширению. Это означает, что спектры испускания и спектры поглощения будут частично перекрываться. Отсюда следует, что при комнатной температуре будет наблюдаться так называемое резонансное поглощение γ-квантов, т. е. поглощение на тот же уровень, с которого квант был испущен. Для наблюдения этого эффекта исследуют прохождение γ-излучения через пластинку данного вещества. При увеличении перекрытия спектров испускания и спектров поглощения будет наблюдаться увеличение поглощения, при уменьшении перекрытия — уменьшение поглощения.

1.8.1. Эффект Мёссбауэра

В 1958 г. Р. Мёссбауэр исследовал резонансное поглощение γ-квантов при низкой температуре источника и поглотителя. Ожидалось, что при уменьшении температуры ширина спектральных линий уменьшится, что приведет к уменьшению перекрытия линий и, следовательно, к уменьшению доли поглощенных квантов. В действительности наблюдалось увеличение поглощения, которое свидетельствовало об увеличении области перекрытия.

Для объяснения этого парадоксального результата Мёссбауэр предположил, что при определенных условиях импульс и энергия отдачи, возникающие при испускании или поглощении кван-

та, передаются не ядру, а всему кристаллу в целом (точнее, очень большой группе атомов — порядка 10^8). В этом случае из-за большой массы кристалла энергия отдачи практически равна нулю. Сдвиг между линией испускания и линией поглощения исчезает. Вместе с тем практически исчезает и доплеровское уширение линий. Таким образом, собственная ширина линии благодаря эффекту Мессбауэра может быть практически равна естественной ширине спектральной линии. Это положение Мессбауэр блестяще доказал в своем знаменитом опыте.

Таким образом, в пределе ширина участка равна ширине спектральной линии и не меньше ее, а реально намного больше. Число участков, на которые следует разбить спектр, зависит от метода измерения и его возможностей, реально это 0,1—10% E.

1.9. Спектры излучения

1.9.1. Математические модели спектра

Излучение — поток частиц или квантов, выходящих из источника излучения и попадающих в детектор. Поток частиц, проходящий через входное окно детектора, имеет распределение по энергии, распределение во времени, распределение в пространстве.

Рассмотрим стационарный поток — поток, не изменяющий своих характеристик за время измерений. Это означает, что среднее за определенный промежуток времени число частиц, падающих на входное окно детектора, постоянно. Будем считать также, что частицы распределены во времени и по площади входного окна по закону Пуассона, и будем характеризовать эти распределения средними значениями. Таким образом, поток частиц будем характеризовать средним по времени и по площади числом частиц.

Такое представление потока частиц предполагает, что выполняется (кроме стационарности и отсутствия последействия) условие ординарности событий. Это значит, что вероятность попадания на элементарный участок времени или пространства двух или более частиц пренебрежимо мала по сравнению с вероятностью попадания одной частицы. Заметим, что это условие выполняется не во всех моделях спектра.

Дискретная модель. Произвольное излучение можно представить в виде неотрицательной функции $f(E)$, заданной в некотором диапазоне значений энергии $[E_{мин}, E_{макс}]$ и отличной от нуля на некотором конечном или счетном множестве. Причем каждой $f(E)$ отвечает свое множество. Если ввести функции $\varphi(E, E^{(i)})$, равные единице при $E=E^{(i)}$ и равные нулю при $E\neq E^{(i)}$, то функцию $f(E)$, описывающую произвольное излучение, можно представить в виде линейной комбинации таких функций

$$f(E)=\sum_i f(E^{(i)})\,\varphi(E, E^{(i)}). \qquad (1.22)$$

Функция $\varphi(E, E^{(i)})$ описывает моноэнергетическое излучение единичной интенсивности, отвечающее значению энергии $E=E^{(i)}$. Любое излучение представляет собой линейную комбинацию моноэнергетических излучений единичной интенсивности. Функцию $f(E)$, отличную от нуля только в одной точке E^i, т. е. функцию вида $f(E)=b\varphi(E; E^{(i)})$, где $b=f(E^{(i)})$, можно назвать моноэнергетическим излучением.

Класс F функций $f(E)$, описывающих произвольные излучения, таков, что сумма любых двух функций $f_1(E)\in F$ и $f_2(E)\in F$ тоже принадлежит F. Следовательно, умножив $f(E)\in F$ на любое число $\lambda>0$, мы снова получим функцию из класса F.

Рассмотрим класс H действительных функций, заданных в диапазоне $[E_{мин}, E_{макс}]$, отличных от нуля лишь на некотором конечном или счетном множестве $E^{(1)}, E^{(2)}$...

Если ввести норму функции:

$$\|h(E)\|=\sum_i |h(E^{(i)})|,$$

то H окажется линейным нормированным пространством, а класс F неотрицательных функций $f(E)\in H$ — конусом в этом пространстве, или полугруппой с нулем, допускающей умножение на положительные числа.

Конус является полугруппой потому, что мы не вводим понятия отрицательное излучение и, таким образом, не вводим противоположного элемента. В природе не существует излучений, сложение которых дало бы нуль.

В рассмотренной модели спектра предполагается нулевая длительность излучения и бесконечно малая ширина спектральной линии. Пусть частицы следуют друг за другом и они распределены во времени по закону Пуассона. Если любое из моноэнергетических излучений с соответствующим коэффициентом $b=f(E^{(i)})$ распределено по закону Пуассона, то суммарный поток также будет пуассоновским.

Непрерывный спектр. В действительности любое моноэнергетическое излучение имеет конечную ширину спектральной линии (и конечную длительность). Поэтому единичной интенсивности должна отвечать площадь, заключенная между осью энергий кванта излучения и спектральной кривой (линией).

При увеличении потока частиц вероятность попадания двух и более частиц на элементарный участок времени или пространства растет. Это приводит к нарушению ординарности потока. Поток частиц уже не будет пуассоновским.

Если излучение содержит много моноэнергетических компонентов, причем каждый имеет малую интенсивность, то его можно приближенно описать неотрицательной неубывающей функцией $N(E)$, удовлетворяющей условию $N(-\infty)=0$ и $N(+\infty)=1$. По существу $N(E)$ — это функция распределения непрерывной случайной величины (см. разд. 1.4).

Если функция $N(E)$ непрерывна и дифференцируема при всех значениях энергии E, наблюдаемых в данном эксперименте, то бу-

дем $N(E)$ называть непрерывным спектром. В этом случае можно ввести плотность распределения — дифференциальный закон распределения случайной величины (числа частиц) или в данном случае — дифференциальный спектр энергий. Дифференциальный спектр $n(E)$ есть производная от функции распределения $N(E)$. Величина $n(E)dE$ с точностью до членов более высокого порядка малости равна среднему числу частиц с энергией в интервале $(E, E+dE)$.

Рассмотрим однородное излучение, т. е. излучение, состоящее из частиц одной и той же природы. Будем называть спектром однородного излучения распределение числа частиц по какому-нибудь параметру.

Необходимо различать дискретные (линейчатые) и непрерывные спектры. Заметим, что в такой постановке задача измерения спектра не отличается от рассмотренной ранее задачи нахождения экспериментального распределения случайной величины по какому-нибудь параметру. (В данном разделе — распределение числа частиц по энергии.)

1.9.2. Дискретный спектр

Если спектр излучения содержит сравнительно небольшое число моноэнергетических излучений, то это спектр дискретный (линейчатый). Он характеризуется набором моноэнергетических излучений E_i и их интенсивностью. Под интенсивностью понимается среднее число частиц с энергией E_i. Формально дифференциальный линейчатый спектр можно описать линейной комбинацией δ-функций Дирака. В действительности любое моноэнергетическое излучение имеет конечную ширину, и поэтому моноэнергетические излучения являются непрерывными функциями (хотя и в очень узком интервале).

1.9.3. Непрерывный спектр

Разобьем весь диапазон энергий на конечное число участков (разрядов). Ширину участка выберем так, чтобы в каждый попадало более нескольких десятков частиц. (Следует отметить, что выбор числа участков и их ширины — одна из основных задач при подготовке эксперимента и зависит от большого числа различных факторов.)

Таким образом, непрерывный спектр представляется в виде ряда прямоугольников (столбиков). Ширина каждого прямоугольника равна интервалу энергий ΔE, а площадь — числу частиц, попавших в этот интервал. Если вместо числа частиц измерять полную энергию излучения в интервале энергий ΔE, то площадь прямоугольника равна энергии излучения в интервале ΔE. Чем больше число разбиений, т. е. чем меньше интервал энергий, тем меньше в него попадает частиц и тем меньше статистическая точность измерений. После выбора числа участков и их ширины про-

водим эксперимент и определяем среднее число частиц в каждом участке. Точность определения этого среднего значения (в каждом участке) тем больше, чем большее число частиц попало в данный участок. Как уже упоминалось, при увеличении числа частиц, попадающих в данный участок, среднее значение приближается к математическому ожиданию, причем закон распределения среднего значения становится нормальным уже при сравнительно небольшом числе частиц. Существенно, что это происходит независимо от закона распределения случайной величины, т. е. не зависит от вида энергетического спектра.

В ряде случаев, например для сравнения различных спектров, необходимо провести их нормировку. Для этого следует ввести условие нормировки, например потребовать выполнения условия

$$\sum_i \frac{N_i}{N} \Delta E_i = 1, \tag{1.23}$$

где N — полное число частиц; N_i — число частиц, попавших в участок ΔE_i. При такой нормировке мы получаем спектр в виде гистограммы. Действительно, площадь прямоугольника $\frac{N_i}{N} \Delta E_i$ это есть частота появления частиц на участке спектра ΔE_i. Высотой прямоугольника является отношение числа частиц N_i на участке ΔE_i к полному числу частиц N. Если участки, на которые разбит весь спектр, равны, то высота прямоугольников прямо пропорциональна соответствующим числам частиц.

Очевидно, что при большом числе частиц N можно разбивать спектр на более и более мелкие участки, т. е. уменьшать величину участка ΔE_i. При этом гистограмма будет все больше приближаться к некоторой кривой. Эта кривая представляет собой график плотности распределения числа частиц по энергии. Плотность распределения в данном случае обозначим как $n(E)$; она удовлетворяет условию нормировки

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} n(E)\, dE = 1.$$

Величину $n(E)dE$ назовем элементом спектра (аналогично элементу вероятности, введенному ранее). Геометрически это есть площадь заштрихованного на графике плотности распределения участка (рис. 1.3,*в*). Полученное распределение частиц по энергии $n(E)$ будем называть дифференциальным спектром, или просто спектром излучения, нормированным на единицу.

В ряде экспериментов необходимо измерять не число частиц, попавших в интервал ΔE_i, а непосредственно суммарную кинетическую энергию всех частиц, попавших в этот интервал. Тогда площадь прямоугольника равна энергии излучения в интервале ΔE_i. Полученное распределение (плотность распределения) так-

же будем называть энергетическим спектром — это распределение энергии излучения по энергиям кванта излучения — $\Phi(E)$.

Заметим, что энергетический спектр является однозначной функцией энергии кванта (или номера участка) излучения. Это означает, что каждой энергии кванта излучения ставится в соответствие единственное число (среднее число частиц в одном случае и средняя кинетическая энергия — в другом). Если же спектр представлен в виде гистограммы, то вместо энергии кванта берут номер участка, а число частиц или энергию излучения усредняют по соответствующему участку. Здесь также можно ввести условие нормировки, потребовав, чтобы

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \Phi(E)\,dE = 1. \tag{1.24}$$

Нормированный так спектр будем называть спектром единичной энергии.

Для гистограммного представления спектра должно быть выполнено условие

$$\sum_k \Phi_k \Delta E_k = 1,$$

где $\Phi_k \Delta E_k$ — нормированная энергия излучения, приходящаяся на участок спектра шириной ΔE_k. Эта энергия равна площади «столбика» с основанием ΔE_k. Полная площадь гистограммы равна 1.

1.9.4. Элементарный спектр

Спектры излучения генерируются в различных физических процессах. Если вполне определенный физический процесс можно сопоставить с вполне определенным спектром излучения, то целесообразно назвать такой спектр элементарным. Простейшим примером элементарного спектра может служить естественная форма спектральной линии (см. разд. 1.8). Ясно, что любой спектр приближенно можно представить линейной комбинацией элементарных спектров. Другим примером спектра, который может играть роль элементарного, является температурный спектр. Если заранее известно, что исследуемый спектр является температурным, то достаточно определить только один параметр спектра. (Аналогично тому, если заранее известно, что распределение частиц подчинено закону Пуассона, то достаточно определить только среднее число частиц в данном интервале.)

Если заранее известно, что искомый спектр является суперпозицией элементарных спектров, то его следует представлять как линейную комбинацию этих спектров. Это положение не всегда принимают во внимание. Так, например, при исследовании непрерывного тормозного излучения в качестве элементарного спектра целесообразно брать не прямоугольники, а спектры тормозного излучения.

Введем условие нормировки для элементарного спектра $\varphi_k(E)$. Примем, что полная энергия излучения в спектре равна единице

$$\int \varphi_k(E)\,dE = 1. \qquad (1.25)$$

Если ввести дополнительное условие для коэффициентов p_k, а именно положить, что

$$\sum_k p_k = 1, \qquad (1.26)$$

то тогда

$$\int \Phi(E)\,dE = \sum \int \varphi_k(E)\,dE p_k = 1. \qquad (1.27)$$

При уменьшении величины интервала элементарный спектр может быть выражен δ-функцией Дирака. Действительно, интеграл $\int\varphi_k(E)\,dE$ при уменьшении величины интервала в пределе, когда $\varphi_k(E)$ отлично от нуля, только при $E=E_k$ можно записать в виде

$$\int \delta(E - E_k)\,dE = 1.$$

Наконец, в качестве элементарного можно выбрать излучение, интенсивность которого равна постоянной величине больше нуля на некотором промежутке ΔE и равна нулю вне ΔE. Любая линейная комбинация таких элементарных излучений (в виде столбиков) будет представлять собой ступенчатую функцию на промежутке $[E_{мин}, E_{макс}]$.

Разобьем промежуток $[E_{мин}, E_{макс}]$ на N равных неперекрывающихся промежутков:

$$\left.\begin{aligned} &\varphi_k(E) = \begin{cases} r, & E \in [E_k, E_{k+1}]; \\ 0, & E \in [E_k, E_{k+1}]; \end{cases} \\ &E_k E_{k+1} = (E_{макс} - E_{мин})/N. \end{aligned}\right\} \qquad (1.28)$$

Тогда с учетом нормировки (1.25) получим

$$r = \frac{N}{E_{макс} - E_{мин}}. \qquad (1.29)$$

Если «столбики» неодинаковой ширины, то для любого k-го столбика вместо (1.29) получим

$$r_k = \frac{1}{E_{k+1} - E_k}. \qquad (1.30)$$

Здесь всюду k — номер участка разбиения и соответственно номер элементарного спектра.

Таким образом, мы представляем спектр $\Phi(E)$ в виде линейной комбинации прямоугольников единичной площади.

1.9.5. Представление спектра линейной комбинацией элементарных спектров

Пусть спектр излучения $\Phi(E)$ определен на интервале энергий $[E_{\text{мин}}, E_{\text{макс}}]$. Представим спектр $\Phi(E)$ в виде линейной комбинации N элементарных спектров $\varphi_k(E)$. В большинстве случаев такое представление является приближенным:

$$\Phi(E) \approx \sum_{k=1}^{N} \varphi_k(E) p_k, \quad p_k \geqslant 0, \tag{1.31}$$

где p_k — коэффициенты линейной комбинации.

Элементарные спектры нормируем так, что полная энергия излучения со спектром $\varphi_k(E)$ равна единице, т. е.

$$\int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \varphi_k(E)\, dE = 1. \tag{1.32}$$

В некоторых задачах в качестве элементарного излучения можно принять излучение, определяемое одним единственным параметром, например температурой. В качестве элементарного можно взять моноэнергетическое излучение — тогда спектр представляется в виде конечной линейной комбинации моноэнергетических излучений единичной энергии.

В заключение заметим, что любой спектр $\Phi(E)$ далее будем представлять в виде линейной комбинации элементарных спектров $\varphi_k(E)$. В качестве элементарных спектров будем брать либо спектральные линии, либо прямоугольники либо другие функции $\varphi_k(E)$, действующие на детектор излучения как целое и характеризующиеся номером k.

1.10. Импульсные потоки

Простейшая модель импульсного потока — моноэнергетическое излучение, время жизни которого определяется временем перехода квантово-механической системы из одного состояния в другое. Время жизни этих состояний существенно зависит от природы системы (молекула, атом, ядро). Такой спектр (ограниченный малым интервалом по времени и по энергии) будем называть линией. Линия характеризуется интенсивностью, под которой будем понимать среднее число частиц с данной энергией. Множество таких линий различной интенсивности образует линейчатый спектр. Если число линий так велико, что они перекрываются по энергии, то можно говорить о непрерывном спектре по энергии. Если линии перекрываются во времени, то можно говорить о непрерывном спектре по времени.

В дальнейшем будем называть коротким импульсом излучения излучение с произвольным энергетическим спектром, но с длительностью меньшей, чем длительность процессов, вызывающих образование сигнала от одной частицы.

В реальном эксперименте очень часто непрерывный сигнал измеряется только конечным числом точек в дискретные моменты времени. Однако существует замечательное свойство сигналов в реальных системах, которое позволяет получить полную информацию о сигнале и в этом случае.

Теорема Котельникова. Сигнал, описываемый функцией с ограниченным спектром, полностью определяется своими значениями, отсчитанными через интервалы времени $\Delta t = 1/2F_с$, где $F_с$ — ширина спектра сигнала.

Теорема Котельникова применима практически к любому реальному сигналу, передаваемому по системе связи. Это обусловлено тем, что любой сигнал, передаваемый по реальной системе связи, имеет ограниченный частотный спектр. Причина этого — либо свойство источника сигнала, либо ограниченная полоса канала, по которому сигнал передается. Значение теоремы Котельникова состоит в том, что если требуется передать сигнал, описываемый функцией $f(t)$ с ограниченным спектром, то достаточно передать отдельные мгновенные значения, отсчитанные через конечный промежуток времени $1/2F_с$.

По этим значениям непрерывный сигнал может быть полностью восстановлен на выходе системы.

Реальный сигнал имеет начало и конец, т. е. описывающая его функция имеет конечную длительность. Но ограниченная во времени функция не может иметь ограниченный спектр. Это можно доказать в общем виде. Вместе с тем обычно спектральная плотность убывает с возрастанием частоты, и с той или иной степенью точности всегда можно считать спектр ограниченным некоторой наибольшей частотой $F_с$. При этом теорема Котельникова приближенно справедлива.

Независимо от формы импульса будем называть длительностью импульса промежуток времени между моментами времени, при которых импульс имеет значение 0,5 A на переднем фронте и спаде, где A — амплитуда импульса. Длительность фронта импульса определяется временем, в течение которого импульс возрастает от значения 0,1 до 0,9 A. Время спада определяется промежутком времени, в течение которого импульс уменьшается от значения 0,9 до 0,1 A.

Чем меньше длительность фронта, тем он круче и тем более высокие частоты определяют этот фронт. Оказывается, что удовлетворительную оценку ширины спектра можно получать, если учитывать ту часть импульса, в которой сосредоточено 95% энергии импульса.

1.11. Числовые характеристики спектра

1.11.1. Полное число частиц

Пусть в течение промежутка времени t зарегистрировано N_i частиц. Заранее известно, что поток — стационарный. Тем не ме-

нее в другой промежуток времени, равный t, число зарегистрированных частиц может оказаться другим. Для нахождения основной характеристики положения — математического ожидания — в данном случае определим среднее арифметическое наблюденных значений случайной величины

$$M^*[N] = \frac{\sum_{i=1}^{n} N_i}{n}, \qquad (1.33)$$

где N_i — число частиц, зарегистрированных в i-м опыте; n — число опытов.

При большом числе опытов можно классифицировать все опытные данные по разрядам (как это было сделано для статистического ряда или гистограммы) и считать приближенно число частиц в каждом разряде равным среднему значению, которое является представителем разряда. Тогда вместо (1.33) получим

$$M^*[N] = \sum_{i=1}^{k} \tilde{N}_i p_i^*,$$

где $\tilde{N}_i$ — представитель i-го разряда; p_i^* — частота i-го разряда; k — число разрядов.

Дисперсия величины N равна

$$D_N^* = D^*[N] = \sum_{i=1}^{k} (\tilde{N}_i - m_N^*)^2 p_i^*.$$

1.11.2. Полная энергия

Каждая i-я частица имеет кинетическую энергию E_i, поэтому полная энергия $E_п$ может быть определена:

$$E_п = \sum_{i=1}^{N} E_i,$$

где E_i — энергия i-й частицы; N — полное число частиц.

При большом числе опытов данные можно разбить по разрядам. Тогда

$$E_п = \sum_{i=1}^{k} N_i E_i, \qquad (1.34)$$

где E_i — энергия i-й частицы; N_i — число частиц с энергией E_i; k — число разрядов.

1.11.3. Средняя энергия спектра

По определению, средняя энергия, приходящаяся на одну частицу, равна $E_п/N$, или, воспользовавшись (1.34), получим

$$\frac{E_п}{N} = \frac{\sum_{i=1}^{k} N_i E_i}{N} = \sum_{i=1}^{k} E_i p_i^*,$$

где E_i — энергия i-частицы; p_i^* — частота появления частицы с энергией E_i.

Глава 2

ОБЩИЕ ХАРАКТЕРИСТИКИ ДЕТЕКТОРОВ ИЗЛУЧЕНИЙ

Излучения и детекторы. Детектор — устройство (часть детектирующей излучение системы), в котором происходит преобразование энергии регистрируемого излучения, в результате чего на выходе детектора появляется сигнал. Физические процессы, приводящие к образованию сигнала, здесь не рассматриваются. Они различны в детекторах различного типа и рассмотрены в соответствующих главах. Здесь рассмотрены общие для всех детекторов свойства.

Пусть на входное окно детектора нормально его поверхности падает поток частиц одинаковой природы. Поток частиц, проходящий через входное окно детектора, имеет распределение по энергии, распределение по времени и распределение в пространстве.

Поток частиц может быть стационарным. Это означает, что среднее за определенный промежуток времени число частиц, падающих на входное окно детектора, постоянно. Будем считать, что частицы распределены во времени и по площади входного окна детектора по закону Пуассона, и характеризовать их (в данном разделе) также средними значениями. Таким образом, стационарный поток будем характеризовать числом частиц, усредненным во времени и по площади входного окна.

Поток частиц может быть импульсным. Импульсным потоком будем называть поток частиц, время существования которого по порядку величины сравнимо с длительностью процессов, приводящих к образованию сигнала на выходе детектора.

Характеристики детекторов при регистрации стационарных и импульсных потоков существенно различаются и поэтому рассмотрены раздельно.

Будем считать, что всюду выполняется принцип суперпозиции, т. е. потоки частиц складываются и вычитаются, не взаимодействуя между собой. Заметим также, что мы не вводим понятия *отрицательное* излучение, поэтому излучения в математическом

аспекте образуют полугруппу с нулем, в которой возможно умножение элементов на положительные числа. Поэтому *вычитание излучения* означает прекращение его действия на детектор.

В общем случае детектор преобразует излучение, являющееся функцией времени $\Phi(t)$ (или других переменных), в сигнал на выходе детектора $a(t)$, который является также функцией времени, но отличающейся от первой. Это утверждение означает, что детектор играет роль оператора, ставящего в соответствие любой функции $\Phi(t)$ некоторую функцию $a(t)$. Обозначив этот оператор буквой A, запишем

$$A[\Phi(t)]=a(t).$$

Переменная t может иметь другой физический смысл, например вместо временного спектра можно рассматривать энергетический спектр и другие спектры. Более того, излучение может быть функцией нескольких переменных (например, если энергетический спектр изменяется во времени). Соответственно на выходе детектора появится функция нескольких переменных.

Рассмотрим для примера процедуру измерения энергетического спектра — распределения числа частиц N по энергии кванта излучения E. Заметим, что энергетический спектр является однозначной функцией энергии кванта излучения. В реальном эксперименте для измерения энергетических спектров применяют многоканальные системы — на выходе каждого канала измеряется сигнал a_i, выражаемый одним числом. Если условимся выход канала считать выходом некоторого детектора, то каждый детектор в этом случае действует как функционал — он преобразует функцию в число.

Одна из основных задач детектирования излучений — это восстановление характеристик излучения по сигналам, измеренным на выходах детекторов. Для этого необходимо знать прежде всего общие характеристики детекторов как преобразователей излучения в сигналы.

2.1. Различные типы детекторов

2.1.1. Счетчики частиц

Наиболее простой тип детектора — счетчик частиц. Частица, проходя через чувствительный объем счетчика, может зарегистрироваться — в этом случае на выходе счетчика появится сигнал. Одной зарегистрированной частице соответствует один сигнал, причем природа сигнала не играет никакой роли — существен только факт появления сигнала.

Счетчиком частиц может служить любой детектор, регистрирующий отдельные частицы, независимо от природы сигнала *.

* Отсюда возникли такие названия, как сцинтилляционный счетчик, пропорциональный счетчик и др. Эти названия не точны. В действительности имеется в виду сцинтилляционный детектор или пропорциональный детектор, работающий со схемой, регистрирующей только число импульсов.

Важно отметить, что счетчик в принципе позволяет определять момент прохождения частицы через его объем. Форма импульса на выходе счетчика характеризует в основном процессы, происходящие в нем. Эти процессы в истинных счетчиках, таких как счетчик Гейгера, искровой счетчик, практически не зависят от природы частицы. Однако форма импульса может сильно зависеть от места прохождения частицы через детектор.

2.1.2. Пропорциональный детектор

Пропорциональным называют детектор, сигнал на выходе которого пропорционален поглощенной в его объеме энергии. В качестве сигнала может быть амплитуда электрического импульса, длина трека частицы, число проявленных зерен вдоль трека частицы и др. Любой пропорциональный детектор может работать как счетчик частиц. Для этого на его выходе следует включить устройство, считающее все сигналы, вызванные частицами независимо от их величины. Например, считаются все импульсы на выходе детектора независимо от их амплитуды* или все треки в камере Вильсона независимо от их длины.

Пропорциональный детектор позволяет определить энергию частицы в том случае, если ее энергия полностью теряется в рабочем объеме детектора. Если на выходе пропорционального детектора включить устройство, позволяющее измерять амплитуду сигнала (например, анализатор амплитуд импульсов), то с его помощью можно измерить амплитудный спектр и затем определить спектр излучения.

Пропорциональный детектор позволяет определять момент прохождения частицы через его объем. Форма импульса в пропорциональном детекторе определяется происходящими в нем процессами. Эти процессы в отличие от счетчиков зависят от свойств частицы, и поэтому анализ формы импульса на выходе пропорционального детектора позволяет проводить идентификацию частиц.

Форма импульса на выходе пропорционального детектора зависит также от места прохождения частицы.

2.1.3. Трековый детектор

Трековый детектор позволяет получить непосредственно фотографию следа частицы в среде, через которую частица проходит. К таким детекторам относятся: камера Вильсона, диффузионная, разрядно-конденсационная, стримерная, пузырьковая камеры, ядерные фотоэмульсии и твердотельные трековые детекторы. Характерным для всех детекторов этого типа является регистрация

---

* В действительности любая схема регистрации имеет порог срабатывания, и поэтому регистрируются только импульсы с амплитудой больше определенной величины.

эффекта, вызываемого частицей в среде вблизи своей траектории. Трековый детектор можно рассматривать как многодетекторную систему. Тогда, например, камера Вильсона — это система, содержащая при атмосферном давлении 10^{19} счетчиков в 1 $см^3$ своего объема. Естественно, что трековые детекторы дают наибольшую информацию о зарегистрированной частице. Однако обработка полученной информации представляет сложную техническуую задачу (существенно более сложную, чем обработка амплитудных или временны́х спектров).

2.2. Линейный выход

Линейность выхода — одно из важнейших свойств детектирующей излучение системы. Если выход линеен, то множество сигналов образует линейное пространство. Это позволяет использовать для анализа излучений мощный математический аппарат.

Для линейных систем выполняется принцип суперпозиции (наложения). Он является следствием отсутствия взаимодействия между различными сигналами (а следовательно, и между процессами, вызывающими появление сигналов).

Для нас наиболее существенны следующие свойства линейной детектирующей системы. Если при действии некоторого излучения $\Phi_1(E)$ на выходе детектора появляется сигнал a_1, а при действии излучения $\Phi_2(E)$ сигнал a_2, то при совместном действии на детектор двух излучений [т. е. при действии на детектор излучения $\Phi_1(E)+\Phi_2(E)$] на его выходе появится сигнал a_1+a_2. Важно, что при увеличении интенсивности излучения в α раз во столько же раз увеличится сигнал, т. е. излучению $\alpha\Phi_1(E)$ будет соответствовать сигнал αa_1. Причины нарушения линейности выхода рассмотрены в разд. 2.5.

2.3. Характеристики счетчика

2.3.1. Эффективность регистрации частиц

Одна из основных характеристик счетчика — эффективность регистрации частиц. Она определяется как отношение

$$\eta_p = \frac{N_p}{N}, \qquad (2.1)$$

где N_p — число зарегистрированных частиц (квантов); N — число частиц (квантов), попавших за это же время в рабочий объем детектора через входное окно.

Эффективность регистрации зависит от многих факторов. Она различна для различных счетчиков. Для одного и того же счетчика она зависит от вида излучения. Для одного и того же вида излучения зависит от энергии кванта излучения.

2.3.2. Спектральная характеристика

Зависимость эффективности регистрации частиц (квантов) от энергии частицы (или энергии кванта) при прочих равных условиях есть спектральная характеристика счетчика.

Для определения спектральной характеристики в неизменяющемся во времени потоке частиц возможны два метода: либо измерить зависимость скорости счета (напомним, что скорость счета — это число импульсов, регистрируемых в единицу времени) от энергии кванта при неизменном потоке частиц, либо измерить поток частиц (при разных энергиях кванта) при неизменной скорости счета. Последний способ позволяет определить спектральную характеристику как линейного, так и нелинейного выхода. Естественно, что для нелинейной системы спектральные характеристики при различных скоростях счета могут оказаться различными.

Введенную спектральную характеристику будем называть абсолютной. В зависимости $\frac{N_p}{N}=f(E)$ число N — некоторая физическая характеристика поля излучения, а именно число частиц, прошедших через входное окно счетчика за определенный промежуток времени (N_p — число зарегистрированных частиц за тот же промежуток времени). Естественно, что эту характеристику поля излучения необходимо заранее либо измерить с помощью некоторого «абсолютного» счетчика (его эффективность должна быть равна единице), либо определить расчетным путем. В этом смысле можно сказать, что $f(E)$ — отношение показаний данного счетчика к показаниям «абсолютного» (эталонного) детектора.

Пусть существует второй детектор со спектральной характеристикой $f'(E)=\frac{N_p'}{N}$. Тогда отношение $\frac{f(E)}{f'(E)}=\frac{N_p}{N_p'}$ можно назвать относительной спектральной характеристикой, где роль эталонного детектора (который можно заранее отградуировать в условиях, близких к условиям эксперимента) играет детектор N_p'. Практическое удобство применения этого метода заключается в том, что отношение $\frac{f(E)}{f'(E)}$ для пропорциональных детекторов не зависит от количественных характеристик излучения, например его интенсивности.

2.3.3. Счетная характеристика

Счетной характеристикой называют зависимость скорости счета, т. е. числа зарегистрированных в единицу времени импульсов, от напряжения U между электродами счетчика при неизменном числе частиц, попадающих в объем счетчика в единицу времени.

Как правило, счетная характеристика детектора имеет плато, т. е. участок, где скорость счета практически не зависит от напряжения между электродами.

Если число частиц (квантов), проходящих через счетчик, известно (экспериментально или теоретически), то удобно построить зависимость эффективности регистрации частиц от напряжения между электродами. Эта нормированная счетная характеристика облегчает выбор режима работы счетчика. Очевидно, что эффективность регистрации не может быть больше единицы, поэтому измерение зависимости эффективности от напряжения между электродами счетчика позволяет установить присутствие «ложных» импульсов.

Счетная характеристика в принципе существует для детектора любого типа. Например, счетной характеристикой камеры Вильсона можно назвать зависимость числа регистрируемых треков от степени расширения смеси газа и пара, заполняющих объем камеры.

Точно так же счетной характеристикой пузырьковой камеры можно назвать зависимость числа регистрируемых треков от степени расширения.

Однако от степени расширения зависит не только число регистрируемых треков, но и их качество, например число капель (или число пузырьков) в треке. Поэтому можно говорить о зависимости числа капель (или пузырьков) в треке определенной частицы от степени расширения.

2.4. Характеристики пропорционального детектора

2.4.1. Эффективность регистрации энергии

Эффективность регистрации энергии (или просто эффективность детектора) определяют как отношение поглощенной в объеме детектора энергии к падающей на поверхность входного окна. Эффективность детектора показывает, какая доля энергии излучения, падающего на входное окно, поглощается в рабочем объеме детектора. Если поглощается вся падающая энергия излучения, то детектор в данном эксперименте является детектором полного поглощения. Его эффективность равна единице.

Эффективность регистрации энергии всегда меньше или равна эффективности регистрации числа частиц (или квантов). При эффективности регистрации частиц, равной единице, эффективность регистрации энергии может отличаться от единицы на много порядков. Это обусловлено тем, что для образования сигнала на выходе детектора требуется энергия от единиц до сотен электрон-вольт, в то время как энергия регистрируемой частицы может составлять примерно 10^6-10^{12} эВ. Поэтому, если каждая регистрируемая частица теряет в детекторе только часть своей кинетической энергии, то эффективность регистрации энергии меньше, чем эффективность регистрации числа частиц.

2.4.2. Определение спектральных характеристик выхода детектирующей системы

Эффективность регистрации энергии зависит от природы излучения. Для излучения одной и той же природы эффективность зависит от энергии кванта излучения.

Рассмотрим систему, состоящую из n детекторов. Будем называть спектральной характеристикой i-го пропорционального детектора $\alpha_i(E)$ зависимость величины сигнала на выходе детектора от энергии кванта излучения E при единичной, падающей на входное окно детектора, энергии излучения.

Стационарный поток. Среднее число частиц, испускаемых источником излучения в единицу времени, остается постоянным за время измерений. Эксперимент ставится так, что суммарная энергия, падающая на входное окно детектора, постоянна в каждом опыте.

Примем сначала, что у нас есть достаточно полный набор моноэнергетических излучений. В каждом опыте детектор облучается моноэнергетическим излучением E_γ. Тогда суммарная энергия, падающая на входное окно детектора, равна NE_γ, где N — число частиц с кинетической энергией E_γ (величина NE_γ нормирована на единицу). Суммарная энергия, поглощенная в объеме детектора, равна $N_\text{р}E_{\gamma\text{п}}$, где $N_\text{р}$ — число зарегистрированных частиц; $E_{\gamma\text{п}}$ — средняя энергия, которая поглотилась в детекторе при попадании в него частицы с энергией E_γ, причем $E_\text{мин} \leqslant E_{\gamma\text{п}} \leqslant E_\gamma$. Энергия $E_\text{мин}$ — это минимальная поглощенная энергия, которая может быть зарегистрирована детектором; E_γ — энергия кванта моноэнергетического излучения.

Полученная зависимость величины энергии, поглощенной в детекторе, от энергии кванта излучения и есть спектральная характеристика детектора. Заметим, что в данном эксперименте мы получаем конечное число точек на спектральной характеристике, соответствующих числу моноэнергетических источников.

Если же спектр излучения непрерывный, то для определения спектральной характеристики необходимо выбрать некоторый интервал энергий $E+\Delta E$ падающего на детектор излучения. Величина этого интервала зависит от условий эксперимента. Чем он у́же, тем ближе показания детектора к значениям функции $\alpha_i(E)$ в точке E_k, лежащей внутри этого интервала. Действительно, допустим, что интервал ΔE стремится к нулю, а площадь под кривой внутри этого интервала, равная падающей энергии, остается постоянной (равна единице). Тогда в пределе элементарный спектр выражается δ-функцией и показание детектора выражается формулой

$$a_i(E_k) = \int_{E_\text{мин}}^{E_\text{макс}} \alpha_i(E)\,\delta(E - E_k)\,dE = \alpha_i(E_k), \qquad (2.2)$$

где E_k — точка внутри интервала.

В тех случаях, когда спектр излучения не может быть представлен узкими столбиками, а является линейной комбинацией N элементарных спектров $\varphi_k(E)$ $\left(\text{т. е. } \Phi(E) = \sum_{k=1}^{N} \varphi_k(E)\, p_k\right)$, которые отличны от нуля во всей измеряемой области энергии кванта (или в значительной ее части), вместо спектральной характеристики детектора можно получить ряд чисел (сигналов на элементарные излучения). Сигнал на выходе детектора при действии на него элементарного излучения выражается формулой

$$a_{ik} = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\, \varphi_k(E)\, dE. \tag{2.3}$$

Это отклик i-го детектора на k-е элементарное излучение. Очевидно, что при уменьшении интервала ΔE, в котором $\varphi_k(E)$ отлично от нуля, в пределе при $\Delta E \to 0$ получим выражение (2.2).

До сих пор мы ничего не говорили о конкретном виде спектральной характеристики. Спектральная характеристика зависит от свойств детектора и свойств регистрирующей системы. Один и тот же детектор при включении его в различные измерительные системы даст на выходах этих систем различные спектральные характеристики. Таким образом, спектральная характеристика определяется свойством всей системы регистрации в целом, начиная от детектора и кончая выходом регистрирующего устройства. В дальнейшем наряду со спектральной характеристикой детектора будем говорить о спектральной характеристике выхода системы или о спектральной характеристике канала.

Рассмотрим вид спектральной характеристики, имеющий важное значение для спектрометрии, но, к сожалению, трудно реализуемый в эксперименте. Пусть спектральная характеристика отлична от нуля только в узком интервале энергий кванта, равном ширине спектральной линии. Тогда на выходе системы получим

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \delta(E - E_k)\, \Phi(E)\, dE = \Phi(E_k), \tag{2.4}$$

где спектральная характеристика $\alpha_i(E)$ заменена функцией $\delta(E - E_k)$.

Таким образом, если спектральная характеристика канала имеет вид δ-функции, то представляется возможным определять спектр исследуемого излучения в конечном числе точек.

Импульсный поток. Будем считать, что длительность импульса излучения по порядку величины равна длительности импульса на выходе детектора при регистрации одной частицы. Раздельная регистрация частиц при этом невозможна. Детектор измеряет поглощенную энергию от одного импульса излучения, состоящего из большого числа частиц. Поэтому спектральная характеристи-

ка при импульсном излучении — это зависимость величины сигнала на выходе детектора от энергии кванта излучения при единичной падающей на входное окно детектора энергии. Это определение совпадает с определением спектральной характеристики для стационарного потока. Отличие заключается в том, что при импульсном потоке раздельная регистрация частиц не происходит. Для импульсного потока характерно изменение энергии излучения во времени. Поэтому сигнал на выходе детектора также будет функцией времени. Временны́е характеристики детектора будут рассмотрены ниже. Здесь же по-прежнему будем характеризовать сигнал на выходе детектора одним числом, например амплитудой импульса.

2.4.3. Сигнал на выходе детектора

Сигнал на выходе i-го детектора при падении на его входное окно излучения со спектром $\Phi(E)$ и энергией излучения, равной $\int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \Phi(E)\,dE = \Phi_{\text{п}}$, выражается функционалом

$$a_i = \int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\Phi(E)\,dE. \qquad (2.5)$$

Если спектр излучения является линейной комбинацией N элементарных спектров $\varphi_k(E)$, т. е. $\Phi(E) = \sum\limits_{k=1}^{N}\varphi_k(E)\,p_k$, где p_k — неотрицательные коэффициенты, то, подставляя значение $\Phi(E)$ в выражение для a_i, получаем

$$a_i = \int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E) \sum_{k=1}^{N}\varphi_k(E)\,p_k\,dE; \qquad (2.6)$$

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} p_k \int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\,\varphi_k(E)\,dE. \qquad (2.7)$$

Интеграл в выражении (2.7) есть согласно (2.3) отклик i-го детектора на элементарное излучение k. Поэтому можно выражение

$$a_{ik} = \int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\,\varphi_k(E)\,dE, \quad k = \overline{1,\ N} \qquad (2.8)$$

назвать обобщенной спектральной характеристикой i-го детектора.

Тогда сигнал на выходе детектора с номером i

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p_k. \quad (2.9)$$

Таким образом, сигнал на выходе детектора представляется линейной комбинацией сигналов от элементарных излучений $\varphi_k(E)$.

Если спектральная характеристика детектора отлична от нуля только в узкой области спектра, то, представляя ее в виде δ-функции, получаем

$$a_i = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \delta(E - E_k) \Phi(E)\, dE = \Phi(E_k). \quad (2.10)$$

Если в виде δ-функции можно представить спектр, то получим формулу (2.2). В первом случае мы получаем точку на кривой $\Phi(E)$, а во втором — на кривой $\alpha_i(E)$, т. е. значения $\Phi(E)$ или $\alpha_i(E)$ в точке E_k.

2.4.4. Понятие канала

Как уже упоминалось во введении, в реальных экспериментах применяют многоканальные системы регистрации. Если не рассматривать нестационарные процессы, когда сигнал на выходе канала является функцией времени, то сигнал на выходе канала характеризуется одним числом. Это может быть число импульсов, равное числу зарегистрированных частиц за фиксированный промежуток времени; может быть амплитуда импульса, пропорциональная энергии излучения, поглощенной в объеме детектора, или другая величина, например число капель в камере Вильсона. Существенно только то, что в первом случае по величине сигнала можно определить число частиц, а во втором — поглощенную в объеме детектора энергию.

Если детектор является функционалом, то понятие детектора тождественно понятию канала. В действительности детектор излучения в общем случае действует как оператор, но в большом классе реальных экспериментов после детектора включается устройство, на выходе которого измеряется одно число. Таких устройств может быть много — на выходе детектора включается многоканальная система. Для общности будем в ряде случаев называть такую систему многодетекторной.

2.4.5. Принцип амплитудного анализа

Пусть на входное окно детектора падает в среднем некоторое число частиц в заданный промежуток времени. На выходе детектора будут появляться импульсы определенной амплитуды. Найдем распределение импульсов по амплитуде. Для этого на выходе

детектора включим систему, обладающую следующими свойствами. Система имеет n каналов, причем на выходе каждого регистрируется одно число. В каждый канал попадают импульсы, амплитуда которых лежит в интервале от E_i до $E_i+\Delta E$, где ΔE — ширина канала. Таким образом, в первый канал попадают импульсы, амплитуда которых больше E_1, но меньше, чем $E_1+\Delta E$, во второй канал попадают импульсы с амплитудой больше $E_1+\Delta E$, но меньше, чем $E_1+2\Delta E$, и т. д.

Принцип амплитудного анализа иллюстрирует рис. 2.1. Импульсы, имеющие различную амплитуду, попадают в разные каналы многоканального анализатора (если разность амплитуд больше ΔE). Например, импульсы, амплитуда которых больше 5 и меньше 6, попадают в канал *6*. Таким образом, в каждом канале регистрируется число импульсов с амплитудой, лежащей в заданных пределах. Поэтому канал является функционалом. Можно говорить о спектральной характеристике канала так же, как можно говорить о спектральной характеристике выхода детектора.

Весь диапазон наблюдаемых значений амплитуд разбит на интервалы или разряды, и подсчитывается число импульсов N_i, приходящихся на каждый i-й разряд. Если это число разделить на общее число импульсов N, то можно найти частоту появления импульса в данном канале

$$p_i^* = \frac{N_i}{N}.$$

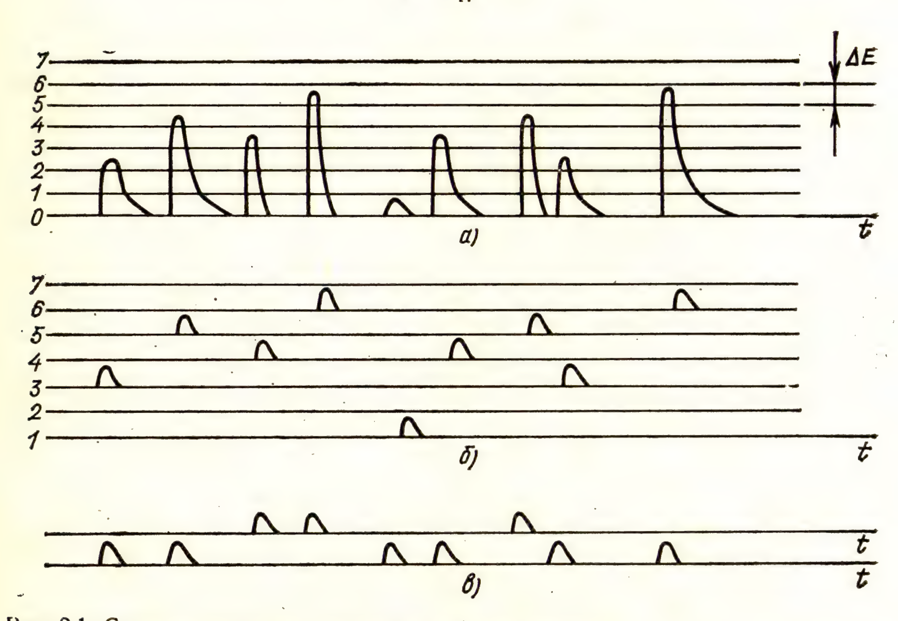


Рис. 2.1. Схема анализа по амплитуде и форме импульса:

а — импульсы на выходе детектора; *б* — анализ амплитуды импульсов; *в* — анализ формы импульсов

Таким образом, на выходе анализатора можно получить статистический ряд, если по оси энергии отложить ширину каналов и построить для каждого прямоугольник, площадь которого равна частоте данного разряда. В случае, если все каналы имеют одинаковую ширину (по энергии), высоты прямоугольников пропорциональны соответствующим частотам.

При увеличении числа каналов анализатора гистограмма будет приближаться к плотности распределения числа импульсов по энергии.

2.5. Многодетекторные системы

2.5.1. Отклик системы на излучение

Если на выходе детектора измеряется одно число, то никакого различия между детектором и каналом нет. Каждый из них определяется своей спектральной характеристикой. В дальнейшем будем употреблять оба термина как равноправные.

Рассмотрим многоканальную систему с числом каналов, равным n. Будем считать, что все спектральные характеристики линейно независимы. Спектральную характеристику i-го канала обозначим $\alpha_i(E)$.

Пусть на многодетекторную систему действует излучение $\Phi(E)$. Тогда под действием этого излучения на выходах системы появятся сигналы

$$a_i = \int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\,\Phi(E)\,dE, \qquad i = \overline{1,\ n}.$$

Изменение состояния многодетекторной системы под действием излучения полностью характеризуется сигналами a_i на ее выходах. Упорядоченный набор n чисел $(a_1, a_2, ..., a_n)$ образует n-мерный вектор. Числа a_i являются компонентами вектора. Таким образом, отклик многоканальной системы на излучение — вектор, компонентами которого являются сигналы на выходах детекторов. Этот вектор можно назвать аппаратурным спектром или цветом излучения.

Если спектр излучения может быть представлен линейной комбинацией элементарных спектров единичной энергии $\varphi_k(E)$

$$\Phi(E) = \sum_{k=1}^{N} \varphi_k(E)\,p_k, \qquad k = \overline{1,\ N}, \tag{2.11}$$

то отклик i-го детектора на такое излучение

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p_k, \tag{2.12}$$

где a_{ik} — отклик i-го детектора на излучение $\varphi_k(E)$.

Представление отклика системы на излучение в виде n-мерного вектора позволяет использовать аппарат векторной алгебры.

2.5.2. Форма линии и спектральная характеристика

Обычно формой линии называют отклик многоканальной системы на моноэнергетическое излучение единичной энергии. Пусть система облучается моноэнергетическим излучением единичной энергии с энергией кванта E_k. Тогда под действием излучения на выходах системы появятся сигналы:

$$a_i(E_k) = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\,\delta(E - E_k)\,dE. \qquad (2.13)$$

Таким образом, форма линии — это вектор, компонентами которого являются сигналы на выходах системы, возникающие под действием моноэнергетического излучения единичной энергии. Этот вектор можно назвать аппаратурным спектром моноэнергетического излучения единичной энергии или цветом моноэнергетического излучения.

Вместо моноэнергетического, не нарушая общности, можно взять любое элементарное излучение $\varphi_k(E)$ единичной энергии. Тогда на выходах системы появятся сигналы

$$a_{ik} = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\,\varphi_k(E)\,dE. \qquad (2.14)$$

Если система имеет n выходов, то сигналы a_{ik} $(i=\overline{1,\ n};\ k=\overline{1,\ N})$ являются элементами матрицы, состоящей из n строк и N столбцов:

$$\begin{Vmatrix} a_{11}, & a_{12}, \ldots, & a_{1k}, \ldots, & a_{1N} \\ a_{21}, & \ldots & \ldots & , a_{2N} \\ \ldots & \ldots & \ldots & \ldots \\ a_{i1}, & \ldots & \ldots & , a_{iN} \\ a_{n1}, & \ldots & \ldots & , a_{nN} \end{Vmatrix} \qquad (2.15)$$

Каждую строку матрицы можно рассматривать как N-мерный вектор. Таким образом, мы получаем систему из n векторов-строк N-мерного векторного пространства. Каждая строка является дискретным представлением спектральной характеристики соответствующего канала. Такую спектральную характеристику будем называть обобщенной спектральной характеристикой.

Точно так же каждый столбец матрицы можно рассматривать как n-мерный вектор. Столбцы матрицы образуют систему из N векторов-столбцов n-мерного пространства. Каждый столбец яв-

ляется формой линии соответствующего моноэнергетического (или другого элементарного) излучения.

Для измерения формы линии в стационарном потоке излучения на выходе каждого канала измеряется среднее значение сигнала за некоторый промежуток времени. В принципе здесь возможна последовательная во времени регистрация частиц. Поэтому форма линии может быть представлена либо как распределение числа частиц по каналам, либо как распределение амплитуд импульсов по каналам *. Важно отметить, что эти два распределения в общем случае не связаны между собой однозначно. Однозначная связь возможна, если известна средняя энергия, приходящаяся на одну регистрируемую частицу в каждом канале (или если известен энергетический спектр); именно такая ситуация возникает при использовании амплитудного анализатора.

При регистрации импульсных потоков в каждый канал попадает одновременно несколько частиц, на выходе каждого канала измеряется суммарная энергия. В этом случае форма линии — это распределение амплитуд импульсов по каналам многоканальной системы при действии на нее моноэнергетического импульсного излучения единичной энергии. Число частиц в этом случае не измеряется. В одном и том же канале одновременно регистрируются частицы, которые могут давать существенно различающиеся по амплитуде импульсы.

Как уже упоминалось, форма линии является n-мерным вектором. В отличие от самого излучения можно называть этот вектор цветом моноэнергетического (элементарного) излучения единичной энергии. Так как любое излучение является линейной комбинацией моноэнергетических (элементарных) излучений, то цвет любого излучения также является линейной комбинацией цветов моноэнергетических (элементарных) излучений.

Таким образом, каждому вектору из пространства излучений [спектру излучения $\Phi(E)$] поставлен в соответствие определенный вектор из пространства сигналов {аппаратурный спектр $U(V)$}. Это означает, что в векторном пространстве может быть задан оператор или преобразование А. Существенно, что оператор А линеен, т. е. выполняются условия

$$\left.\begin{aligned} \mathrm{A}(\vec{x}+\vec{y}) &= \mathrm{A}(\vec{x})+\mathrm{A}(\vec{y}); \\ \mathrm{A}(a\vec{x}) &= a\mathrm{A}(\vec{x}). \end{aligned}\right\} \qquad (2.16)$$

Вектор $\mathrm{A}(\vec{x})$ является образом вектора $\vec{x}$, а вектор $\vec{x}$ прообразом вектора $\mathrm{A}(\vec{x})$ при преобразовании А. Следовательно, аппаратурный спектр является образом излучения.

Возвращаясь к форме линии, можно сказать, что форма линии — это образ моноэнергетического (элементарного) излучения.

* Напомним, что в случае амплитудного анализатора в каждом канале регистрируются частицы, дающие импульс с амплитудой, которая лежит в определенных пределах.

Если двумерное распределение сигналов a_{ik} может быть представлено в виде функции двух переменных (энергии кванта E и амплитуды импульса V), то спектр излучения $\Phi(E)$ может быть связан с аппаратурным спектром $U(V)$ уравнением Фредгольма первого рода:

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} G(V,\ E)\Phi(E)dE = U(V), \tag{2.17}$$

где $G(V, E)$ — ядро уравнения. Оператор $\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} G(V,\ E)\Phi(E)dE$ записывают кратко $A[\Phi(E)]$.

Ядро интегрального уравнения Фредгольма можно представить либо как семейство аппаратурных спектров от моноэнергетических излучений единичной энергии, либо как семейство спектральных характеристик.

Действительно, пусть детекторы последовательно облучаются моноэнергетическими излучениями единичной энергии, а $V=V_i$, равно некоторой средней амплитуде импульса, которая регистрируется на выходе i-го канала. Тогда $G(V_i,\ E_k)=U_{Vi}(E_k)$, $E_{\text{мин}}\leqslant \leqslant E_k \leqslant E_{\text{макс}}$, т. е. представляет собой спектральную характеристику i-го канала, на выходе которого измеряется число импульсов со средней амплитудой, равной V_i.

Если положить $E=E_i$, т. е. облучать детекторы моноэнергетическим излучением единичной энергии с энергией кванта E_i, то получим $G(V, E_i)=U_{E_i}(V)$, т. е. аппаратурный спектр моноэнергетического излучения или форму линии при $E=E_i$.

Двумерное распределение сигналов $G(V, E)$ для непрерывного V называют функцией отклика. Если $G(V, E)$ нормирована на 1, то она является плотностью распределения вероятности того, что в результате регистрации частицы с энергией E амплитуда сигнала будет равна V. В ряде случаев нормировка функции отклика из соображений удобства осуществляется не на единицу (как для плотности распределения), а на другую величину.

2.5.3. Функция отклика при последовательной во времени регистрации частиц

Двумерная функция отклика. Практически функция отклика $G(V, E)$ определяется в специальных экспериментах и рассчитывается теоретически. Определение функции отклика является весьма важной задачей, предопределяющей успех эксперимента, связанного с определением характеристик излучения.

В спектрометрическом эксперименте обычно определяют форму линии, т. е. отклик многоканальной системы на моноэнергетическое излучение единичной энергии.

Рассмотрим подробнее процесс определения функции отклика. Пусть на систему детекторов (или на один детектор с включенным на его выходе многоканальным амплитудным анализатором) падает моноэнергетическое излучение единичной энергии. На выходах

каналов появятся сигналы. В каждом канале регистрируются частицы, дающие импульсы с амплитудой, лежащей в определенных пределах. Измерив число импульсов в каждом канале и умножив это число импульсов на соответствующую амплитуду импульса, получим некоторую энергию. Эта энергия пропорциональна энергии, которая поглотилась в детекторе при регистрации частиц в данном канале. В результате получим аппаратурный спектр моноэнергетического излучения.

Важно подчеркнуть, что по одной оси откладывается амплитуда импульса, которая пропорциональна поглощенной энергии. Эта энергия в общем случае не равна энергии частицы, попадающей в объем детектора. Поэтому аппаратурный спектр может существенно отличаться от спектра падающего излучения. Так, при регистрации моноэнергетических заряженных частиц аппаратурный спектр (форма линии) представляет собой колоколообразную кривую (при условии, если пробег частиц полностью укладывается в объеме детектора). При регистрации моноэнергетического рентгеновского излучения аппаратурный спектр значительно более сложный. Обычно имеется максимум, соответствующий фотоэлектрическому поглощению квантов, и затем практически равномерное распределение, связанное с комптоновским эффектом.

Измерив достаточно большое число форм линий, затем строят функцию отклика, представляющую собой двумерное распределение.

Типичная функция отклика многоканальной системы (с анализатором амплитуд импульсов) при облучении ее γ-излучением показана на рис. 2.2. По одной оси отложена энергия, пропорцио-

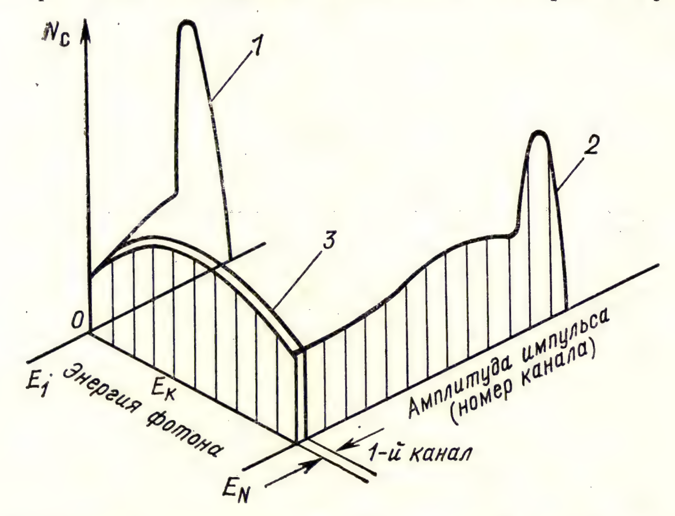


Рис. 2.2. Связь между спектральной характеристикой канала и аппаратурной формой линии:

1 — форма линии при E_1; *2* — форма линии при E_N; *3* — спектральная характеристика первого канала

нальная амплитуде на выходе канала (эта энергия пропорциональна энергии, которая поглотилась при регистрации частицы), а по другой — энергия кванта излучения.

Трехмерная функция отклика. Рассмотрим случай, когда планарный детектор облучается направленным потоком частиц нормально к его поверхности. Тогда взаимодействие незаряженной частицы с веществом детектора может произойти в любой точке, находящейся на расстоянии x от входного окна детектора. Это расстояние является случайной величиной, закон распределения которой зависит от спектра исследуемого излучения. При взаимодействии незаряженной частицы с веществом в объеме детектора может возникнуть заряженная частица с определенной кинетической энергией. Энергия этой заряженной частицы может быть определена, если ее пробег полностью укладывается в рабочем объеме детектора. На выходе детектора может быть измерена амплитуда импульса, которая будет пропорциональна этой поглощенной энергии. Таким образом, на выходе детектора в принципе можно измерять две случайные величины: одна случайная величина — это координата точки взаимодействия (ее расстояние от входного окна) и вторая случайная величина — это амплитуда импульса, пропорциональная поглощенной в объеме детектора энергии вторичной частицы.

При облучении детектора (в частности, и моноэнергетическим излучением) возможно одновременное измерение двух распределений. С помощью амплитудного анализатора измеряется распределение амплитуд. Вместе с тем измеряется распределение расстояний соответствующих точек взаимодействия от входного окна. Распределение амплитуд импульсов в данном случае — это аппаратурный спектр моноэнергетического излучения или обычная форма линии. Второе распределение (распределение длин) также можно назвать формой линии детектора.

В трековых детекторах, а также в дрейфовых камерах возможно одновременное измерение координаты точки взаимодействия и

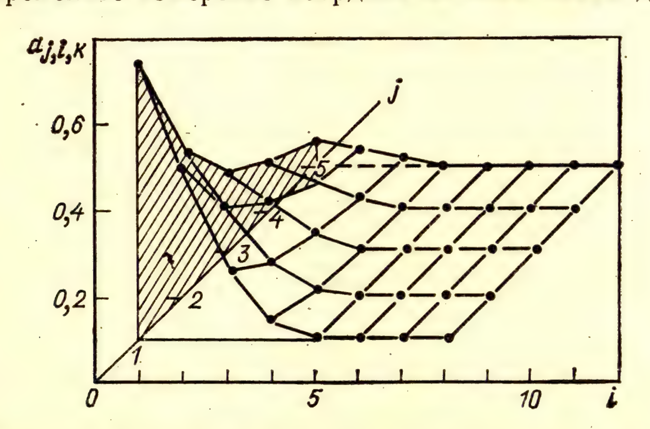


Рис. 2.3. Двумерная форма линии трекового детектора

энергии образовавшейся заряженной частицы. Таким образом, форма линии такого детектора представляет собой двумерное распределение. Каждое событие характеризуется амплитудой импульса и расстоянием точки взаимодействия от входного окна детектора. Такие двумерные формы линии легко получить с помощью трекового детектора, например с помощью ядерной эмульсии. Задача сводится к определению амплитудных спектров моноэнергетических излучений в тонких слоях эмульсии, параллельных входному окну. На рис. 2.3 представлена двумерная форма линии.

Совокупность форм линий дает функцию отклика. В отличие от обычно используемой в спектрометрии двумерной функции отклика (когда по одной оси откладывается амплитуда импульса, а по другой — энергия моноэнергетического излучения) в рассматриваемом случае функция отклика трехмерна.

2.5.4. Функция отклика при регистрации импульсных потоков

При регистрации импульсных потоков излучения, длительность которых сравнима с длительностью процессов, приводящих к образованию сигнала на выходе детектора, последовательная во времени регистрация частиц становится невозможной. Для анализа таких потоков необходимо пространственное разделение частиц. (Подробнее методы исследования импульсных потоков малой длительности изложены в главе «Принципы детектирования излучений»).

В частности, для спектрометрии импульсных потоков можно применить многодетекторную систему. Если спектральные характеристики детекторов линейно независимы и их число равно n, то будем говорить о n-канальной системе.

Все детекторы помещены в пространственно однородное поле излучения. В каждом детекторе регистрируется некоторая доля энергии падающего излучения. На выходе i-го детектора регистрируется сигнал

$$a_i = \int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\Phi(E)\,dE.$$

В отличие от предыдущего случая последовательной во времени регистрации частиц, когда сигнал a_i был пропорционален числу зарегистрированных в данном канале частиц, здесь сигнал определяется суммарной поглощенной энергией (много частиц с малой энергией кванта или мало частиц с большой энергией кванта могут дать одинаковые сигналы).

Форма линии для многодетекторной системы может определяться как в импульсном, так и в стационарном потоке. Во всех случаях форма линии является аппаратурным спектром моноэнергетического излучения единичной энергии. Как эта энергия распределена во времени, здесь безразлично.

Функция отклика многодетекторной системы, как правило, двумерное распределение.

2.5.5. Временные характеристики канала

До сих пор мы рассматривали зависимость сигнала от поглощенной энергии излучения. Сигнал характеризовали одним числом. Теперь рассмотрим зависимость сигнала на выходе детектора от времени. Пусть отклик детектора на мгновенный импульс излучения единичной энергии известен и равен $\alpha_i(t)$. Тогда сигнал на выходе детектора в момент времени t_k будет равен

$$a_i(t_k) = \int_0^\infty \alpha_i(t)\,\delta(t - t_k)\,dt = \alpha_i(t_k), \qquad (2.18)$$

где $\alpha_i(t)$ — временна́я характеристика i-го детектора или форма импульса на выходе i-го детектора (зависимость амплитуды импульса от времени) при действии на детектор мгновенного импульса единичной энергии. Соотношение (2.18) соответствует выражению для отклика детектора, в котором энергия кванта E заменена на время t. Заметим, что $\alpha_i(t)$ носит название импульсной переходной функции. Она определяет выходной сигнал детектора при входном сигнале в виде единичного импульса.

Форма импульса на выходе детектора. Если $\Phi(t)$ — зависимость величины падающей на входное окно детектора энергии от времени, то сигнал на выходе детектора в момент времени t_k будет равен

$$a_i(t_k) = \int_0^\infty \Phi(t)\,\alpha_i(t)\,dt. \qquad (2.19)$$

2.6. Причины нарушения линейности выхода

2.6.1. Просчеты

В п. 1.5.3 установлено, что число $n_р$ регистрируемых в единицу времени импульсов на выходе счетной системы зависит от мертвого времени τ. Для пуассоновского потока

$$n_р/n = \exp(-\tau/\tau_{ср}).$$

Если частица попадет в интервал мертвого времени τ, она не будет зарегистрирована, а следующая частица сможет быть зарегистрирована только через время τ после попадания предыдущей частицы. Поэтому попадание второй частицы во время τ (после регистрации первой) приводит как бы к продлению мертвого времени. Поэтому устройства, обладающие этим свойством, носят название систем регистрации с продлевающимся мертвым временем.

Существуют устройства, у которых мертвое время является постоянной величиной. Тогда вместо (1.9) получим, что число регистрируемых в единицу времени частиц

$$n_р = n(1 - n_р\tau), \qquad (2.20)$$

где $n_р\tau$ — число частиц, попавших в мертвое время и, следова-

тельно, не зарегистрированных. Величину $1-n_p\tau$ можно назвать живым временем (если полное время равно 1).

В отличие от системы с продлевающимся мертвым временем попадание частицы в интервал τ не изменяет величину мертвого времени. Поэтому промежуток времени между моментом попадания частицы в счетчик и моментом регистрации следующей частицы может быть меньше τ.

Формулу (2.20) можно записать в виде

$$n_p = \frac{n}{1 + n\tau}. \tag{2.21}$$

Сравнение систем. При одинаковых n и τ число регистрируемых частиц в системе с постоянным τ больше, чем в системе с продлевающимся τ.

При малой скорости счета n (точнее, при условии $\tau n \ll 1$) обе системы дают одинаковые результаты.

Действительно, при $n\tau \ll 1$ для системы с продлевающимся мертвым временем получим (см. разд. 1.5)

$$n_p = n(1 - n\tau) = n(1 - n_p\tau)\frac{1}{1 - n\tau}. \tag{2.22}$$

При условии $n\tau \ll 1$ формулы (2.20) и (2.22) практически совпадают.

В противоположном предельном случае, когда $n\tau \approx 1$ или больше единицы, результаты измерений с помощью системы с продлевающимся и непродлевающимся τ оказываются резко различными.

Для системы с непродлевающимся мертвым временем при $\tau n \gg 1$ число регистрируемых частиц стремится к предельному значению. Пренебрегая единицей в формуле (2.21), получаем

$$(n_p)_{\text{макс}} = \frac{1}{\tau}. \tag{2.23}$$

В этом случае за время τ в счетчик попадает много частиц. По истечении мертвого времени τ сразу же происходит регистрация следующей частицы, так что все отсчеты (импульсы) следуют друг за другом примерно через одинаковые промежутки времени.

Для систем с продлевающимся τ при увеличении n число регистрируемых частиц сначала растет, а затем уменьшается до нуля, когда средний интервал между частицами становится меньше τ.

Максимальное значение $(n_p)_{\text{макс}}$ в зависимости от n_0 определим, приравняв нулю производную от выражения

$$n_p = n \exp(-n\tau). \tag{2.24}$$

Максимум соответствует условию $n = 1/\tau$, и, следовательно,

$$(n_p)_{\text{макс}} = \frac{1}{e\tau}. \tag{2.25}$$

2.6.2. Экспериментальное определение мертвого времени

Для определения мертвого времени выхода можно применить метод, основанный на использовании двух источников излучения. Измеряя скорость счета на выходе детектора при облучении его сначала одним источником, затем другим источником, а потом двумя источниками одновременно и воспользовавшись соотношением $n = \frac{n_р}{1 - n_р \tau}$, где n — число падающих на детектор частиц в единицу времени; $n_р$ — скорость счета, получим в результате эксперимента три уравнения

$$n_1 = \frac{n_{р1}}{1 - n_{р1}\tau};$$

$$n_2 = \frac{n_{р2}}{1 - n_{р2}\tau};$$

$$n_1 + n_2 = \frac{n_{р3}}{1 - n_{р3}\tau}.$$

Измеряемые величины — $n_{р1}$, $n_{р2}$, $n_{р3}$; неизвестные величины — n_1, n_2 и τ. Решая систему трех уравнений с тремя неизвестными, можно определить мертвое время τ.

Другой метод оценки мертвого времени выхода основан на одновременном измерении тока и числа импульсов. Для осуществления этого метода требуются два канала (или два выхода) от одного детектора. На одном — измеряют ток i, а на другом — число импульсов n. Тогда отношение тока к числу импульсов в отсутствие просчетов характеризует среднюю энергию, приходящуюся на одну частицу. Эта величина для пропорционального детектора не зависит от числа частиц, попадающих в детектор в единицу времени. При увеличении числа падающих на детектор частиц измеряемое отношение может измениться только из-за просчетов $n_{пр}$. Если система обладает мертвым временем τ, в результате чего возникают просчеты, то

$$\frac{i}{n} = \frac{i_р}{n_р + n_{пр}}, \quad \text{откуда} \quad n_{пр} = \frac{i_р n - i n_р}{i}.$$

С учетом последнего выражения можно определить мертвое время. Действительно, из формулы $n = \frac{n_р}{1 - \tau n_р}$ видно, что

$$n - n_р = \tau n n_р \quad \text{и} \quad \tau = \frac{n - n_р}{n n_р}.$$

При $n_р$, не очень сильно отличающемся от n, получим $\tau = \frac{n_{пр}}{n_р^2}$.

2.6.3. Пересчетное устройство

Если на выходе детектора включена регистрирующая система, имеющая мертвое время существенно большее, чем длительность импульса, даваемого детектором, то целесообразно между детек-

тором и регистрирующим устройством включить так называемую пересчетную схему. Будем считать, что пересчетная схема не имеет мертвого времени. На выходе пересчетной системы регистрируются не все импульсы от детектора, а лишь каждый $(k+1)$-й импульс.

Пусть, например, из пуассоновского потока частиц отбирается каждое $(k+1)$-е событие. Получаемый поток событий называют потоком Эрланга k-го порядка. Временны́е интервалы после пересчетного устройства уже не будут распределены по экспоненциальному закону из-за нарушения условия отсутствия последействия. Действительно, в этом случае нарушается независимость событий в смежных временны́х интервалах. Отбор произвольного события предполагает, что последующие события не будут зарегистрированы. С увеличением коэффициента пересчета события потока на выходе пересчетной схемы распределяются все более и более равномерно. Равномерность их тем больше, чем больше коэффициент пересчета.

При больших коэффициентах пересчета временны́е интервалы между соседними событиями на выходе схемы практически будут одинаковы.

2.6.4. Нарушение пропорциональности

Нарушение линейности выхода происходит не только из-за просчетов в регистрирующих системах, но и в результате процессов преобразования энергии излучения в сигнал, которое происходит в объеме детектора. Нарушение линейности выхода может быть обусловлено нарушением прямой пропорциональности между величиной поглощенной энергии и величиной сигнала. Рассмотрение причин, приводящих к такому нарушению, невозможно без рассмотрения физических процессов, происходящих в объеме детектора. Здесь же только отметим, что нарушение пропорциональности между величиной поглощенной энергии и амплитудой сигнала может произойти либо из-за увеличения плотности ионизации в треке частицы, либо в результате пространственного и временно́го наложения треков.

2.6.5. Регистрация совпадений

Одна из важных задач детектирования излучений — установление одновременности или временно́й последовательности появления частиц, регистрируемых отдельными детекторами.

Для решения этих задач применяется метод совпадений. Рассмотрим простейший вариант двойных совпадений. Даны два независимых стационарных пуассоновских потока. Среднее число частиц в единицу времени от первого и второго потока равно соответственно n_1 и n_2. Найдем число частиц, регистрируемых на выходе схемы совпадений n_{12}, при условии, что сигнал совпадения появляется, если за время τ в детектор попадет одна частица из первого потока и одна из второго.

Согласно распределению Пуассона вероятность попадания в детектор частицы из первого потока

$$p_\tau^1(1) = \frac{(n_1\tau)^1 \exp(-n_1\tau)}{1!} = n_1\tau \exp(-n_1\tau), \qquad (2.26)$$

из второго потока

$$p^2{}_\tau(1) = n_2\tau \exp(-n_2\tau). \qquad (2.27)$$

Поскольку потоки n_1 и n_2 независимы, то вероятность совместного попадания одной частицы из первого потока и одной частицы из второго потока на входе схемы совпадений равна произведению соответствующих вероятностей:

$$p_\tau(1,\ 2) = p^1{}_\tau(1)\, p^2{}_\tau(1) = n_1 n_2 \tau^2 \exp(-n_1 - n_2)\tau. \qquad (2.28)$$

Пользуясь разложением по степеням, получим

$$p_\tau(1,\ 2) = n_1 n_2 \tau^2 - (n_1 + n_2)\tau^3 n_1 n_2 + \ \ldots \ \approx n_1 n_2 \tau^2 + 0(\tau).$$

Тогда среднее число совпадений в единицу времени

$$n_{12} = \frac{dp_\tau(1,2)}{d\tau} = 2n_1 n_2 \tau + 0(\tau). \qquad (2.29)$$

Формулу (2.29) можно получить из следующих простых соображений. В единицу времени в первый канал схемы совпадений поступает в среднем n_1 импульсов. Чтобы какой-либо из этих импульсов дал совпадение с импульсом во втором канале, необходимо, чтобы в течение времени τ до и после импульса в первом канале — а всего в течение времени 2τ — появился импульс во втором канале. При среднем числе импульсов в единицу времени во втором канале n_2 число регистрируемых событий равно $2n_2\tau$. Поэтому скорость счета случайных совпадений $n_{12} = 2n_1 n_2 \tau$.

Для схемы совпадений, имеющей m входов и время разрешения τ, число случайных совпадений равно $n_{(1\ \ldots\ m)} = mn_1 n_2 \ldots$ $\ldots n_m \tau^{(m-1)}$, где n_1, n_2, .., n_m — число импульсов, поступающих соответственно на 1, 2, ..., m входы схемы совпадений.

Для $m=2$ $n_{12} = 2n_1 n_2 \tau$.

2.7. Векторное представление сигналов

2.7.1. Векторное представление аппаратурного спектра

Рассмотрим систему, состоящую из n детекторов. Упорядоченный набор n чисел, появляющихся на выходах системы под действием излучения, — аппаратурный спектр — представим в виде n-мерного вектора, где n — число детекторов (число каналов).

Этот вектор в соответствии с установленной в оптике терминологией назовем цветом излучения. Таким образом, цвет является характеристикой как излучения, так и системы детекторов. Сигналы на выходах детекторов a_i, где $i = \overline{1,\ n}$, будут компонентами вектора **a**:

$$\mathbf{a} = (a_1,\ a_2,\ \ldots,\ a_n).$$

Согласно основным свойствам векторов, цвета излучений равны, если равны их компоненты, т. е. сигналы на выходах детекторов. Сложение цветов сводится к сложению соответствующих сигналов. Сложение n-мерных цветов аналогично сложению векторов на плоскости или в трехмерном пространстве, производимому по правилу параллелограмма. В силу линейности детекторов при увеличении энергии падающего на детекторы излучения в α раз вектор, а следовательно, и сигналы на выходах детекторов также увеличатся в α раз.

Представление сигналов на выходах детекторов в виде компонентов вектора позволяет применять аппарат векторной алгебры для установления ряда важных свойств детектирующих систем. Кроме того, в случае небольшого числа каналов наглядность представлений позволяет сделать очевидными некоторые важные положения.

2.7.2. Конус сигналов

Чтобы построить конус сигналов, необходимо располагать источниками моноэнергетического излучения. (Если заранее известно, что спектр излучения является линейной комбинацией элементарных излучений, отличных от моноэнергетических, то для построения конуса сигналов необходимо располагать источниками элементарных излучений.) Подействовав излучением от такого источника на систему детекторов, мы получим отклики детекторов. Для простоты будем считать, что все отклики — положительные числа. (В действительности отклики — сигналы на выходах детекторов — можно складывать и вычитать, поэтому можно ввести отрицательные сигналы.)

Выберем систему координат в пространстве с числом измерений, равным числу детекторов. По осям координат будем откладывать сигналы (отклики) соответствующих детекторов. Тогда каждому моноэнергетическому (элементарному) излучению будет соответствовать точка в векторном пространстве (это векторное представление формы линии). Проведем через начало координат и эту точку прямую. Это образующая конуса. Повторяя описанную процедуру, построим поверхность, ограничивающую конус сигналов.

Конус сигналов — выпуклое тело, так как любая точка внутри конуса соответствует некоторому излучению, которое может быть представлено линейной комбинацией моноэнергетических (элементарных) излучений. Если взять произвольные две точки, принадлежащие конусу, то все точки отрезка, соединяющего эти две точки, также принадлежат конусу. Это — следствие того, что линейная комбинация сигналов есть также сигнал. Строгое доказательство основополагающего факта, что конус сигналов является выпуклым, основано на том, что множество излучений выпукло, а линейный образ выпуклого множества также представляет собой выпуклое множество.

Вектор, выходящий из начала координат, с координатами, соответствующими откликам детекторов на данное излучение, является цветом данного излучения. (В нашем случае — это аппаратурный спектр.) При изменении интенсивности излучения конец вектора перемещается вдоль луча, выходящего из начала координат. Таким образом, эта прямая соответствует вполне определенному излучению независимо от его интенсивности. Будем называть такой луч определенного направления цветностью излучения. Таким образом, все излучения одинаковой цветности находятся на одном и том же луче, выходящем из начала координат.

Количественно цвет (аппаратурный спектр) характеризуется координатами конца вектора, т. е. величиной сигналов на выходах детекторов.

Двумерный конус. Предположим, что $n=2$, т. е. имеются два детектора. Отклики детекторов, соответствующие энергиям $E_{мин}$ и $E_{макс}$, являются граничными образующими конуса. Все отклики детекторов от излучений с произвольным спектром будут лежать в координатной плоскости внутри конуса. Следует отметить два важных свойства двумерного конуса.

Первое свойство — цвет любого излучения (с любым спектром) равен цвету моноэнергетического излучения с вполне определенной энергией кванта. Это свойство позволяет ввести важное понятие — эффективная энергия кванта излучения. Действительно, вектор, соответствующий любому излучению, лежит внутри конуса, а любой вектор внутри конуса соответствует какому-то моноэнергетическому излучению. Таким образом, будем называть энергию, соответствующую этому моноэнергетическому излучению, эффективной энергией кванта излучения.

Второе свойство — любой цвет может быть получен линейной комбинацией двух других цветов. В частности, любой цвет может быть получен линейной комбинацией двух моноэнергетических излучений с энергиями кванта $E_{мин}$ и $E_{макс}$. Это также означает, что цвет любого моноэнергетического излучения (за исключением граничных цветов, соответствующих максимальной $E_{макс}$ и минимальной $E_{мин}$ энергии кванта излучения) может быть получен линейной комбинацией двух моноэнергетических излучений.

Трехмерный конус. Отклики системы из трех детекторов на излучения образуют трехмерный конус. Систему из трех детекторов будем называть нормальной, если выполняется следующее важное условие. Отклик системы на любое моноэнергетическое излучение не может быть представлен линейной комбинацией откликов других моноэнергетических излучений *.

---

* Это условие строго выполняется, если считать, что спектральные характеристики детекторов $\alpha_1(E), \ldots, \alpha_n(E)$ положительны и имеют непрерывные производные $\alpha_i'(E)$ во всем диапазоне энергий квантов [$E_{мин}$, $E_{макс}$]. В общем случае это условие не является необходимым. Например, спектральная характеристика может быть определена в конечном числе точек. Однако такое рассмотрение усложняет описание основных свойств конуса сигналов.

Иначе говоря, внутренняя точка конуса, соответствующая отклику трех детекторов на произвольное (немоноэнергетическое) излучение, не соответствует никакому отклику на моноэнергетическое излучение. Напомним, что для системы из двух детекторов это условие не выполняется: внутренняя точка двумерного конуса всегда соответствует отклику на какое-то моноэнергетическое излучение.

Возьмем произвольную точку на поверхности конуса, соответствующую отклику на моноэнергетическое излучение, и проведем через нее прямую, параллельную одной из координатных осей. Для трехмерного конуса эта прямая пройдет в общем случае внутрь конуса. Это означает, что существуют спектры излучения, которые дают одинаковые отклики первых двух детекторов, но различные отклики третьего детектора. Существенно, что отклик третьего детектора может быть представлен как точкой на поверхности конуса, так и точкой внутри конуса при неизменных показаниях других двух детекторов. Это означает, что отклики первого и второго детекторов не изменяются при замене моноэнергетического излучения линейной комбинацией моноэнергетических излучений. Это свойство трехмерного конуса есть следствие свойства двумерного конуса, заключающегося в том, что цвет любого излучения равен цвету моноэнергетического излучения с вполне определенной энергией кванта. Если в двумерном конусе отклик на любое излучение может быть равен отклику на моноэнергетическое излучение, то в трехмерном конусе отклик на любое излучение может быть представлен как отклик на излучение, являющееся линейной комбинацией двух моноэнергетических излучений.

Свойства трехмерного конуса сигналов представляют особый интерес, потому что цветовое зрение человека также трехмерно. Последнее установлено в опытах по сложению цветов: любой цвет может быть представлен как линейная комбинация трех наперед заданных базисных цветов. Непосредственное измерение сигналов на выходах детекторов при исследовании цветного зрения человека невозможно. Поэтому основной задачей является нахождение базисных цветов. Проблема состоит в том, что любые три линейно независимых цвета являются базисными. Один из методов определения основного базиса основан на исследовании переходных процессов.

Четырехмерный конус. Объем конуса четырехмерен. Поверхность конуса имеет размерность на единицу меньше, т. е. трехмерна. Если размерность конуса больше трех, то через точку, лежащую на границе конуса и соответствующую моноэнергетическому излучению, нельзя провести внутрь конуса прямую, параллельную хотя бы одной из координатных осей. В противном случае равные показания трех детекторов соответствовали бы некоторому моноэнергетическому излучению (точка на границе конуса) и вместе с тем линейной комбинации моноэнергетических излучений (точки внутри конуса). Но это противоречит свойствам нормальной системы из трех детекторов.

Для системы детекторов с $n \geqslant 4$, образующих конус (если среди них есть нормальная система из трех детекторов), выполняется важное условие, формулируемое ниже. Прямая, проходящая через точку конуса, соответствующую моноэнергетическому излучению, и параллельная координатной оси, имеет только одну единственную общую точку с конусом.

Заметим также, что если на конусе размерности n есть граничная точка, то эта же точка будет граничной на конусе большей размерности.

Важно отметить, что в n-мерном конусе любой цвет может быть представлен как линейная комбинация N моноэнергетических излучений. Для четного числа детекторов $N=\frac{n+2}{2}$, для нечетного $N=\frac{n+1}{2}$. Таких наборов N монолиний бесконечное число. Кроме того, для каждого четного числа детекторов существует единственный набор эффективных энергий. Их число $N_{эф}=\frac{n}{2}$, при $n=2$ существует единственная $E_{эф}$, при $n=4$ существуют две эффективные энергии, при $n=6$ три эффективные энергии и т. д.

2.7.3. Введение эталонного детектора

Эталонный детектор — это детектор, показания которого условно приняты равными единице. Введение эталонного детектора геометрически равносильно проведению через конус гиперплоскости равных значений показаний эталонного детектора. Если сигнал на выходе эталонного детектора обозначить $a_{эт}$, то гиперплоскость проводится при значениях $a_{эт}=1$.

Если размерность конуса равна n, то размерность гиперплоскости равна $n-1$. Таким образом, в двумерном конусе (при $n=2$) — это прямая линия, в трехмерном конусе — это плоскость, пересекающая конус, для четырехмерного конуса — это трехмерная область и т. д.

Случай $n=2$. Гиперплоскость — прямая линия — пересекает образующие конуса в двух точках: $\mathbf{a}(E_{мин})$ и $\mathbf{a}(E_{макс})$. Отклики на граничные энергии $E_{мин}$ и $E_{макс}$ соответствуют границам конуса. Одна общая точка границы конуса с гиперплоскостью — $\mathbf{a}(E_{мин})$ и вторая $\mathbf{a}(E_{макс})$. Очевидно, что показания второго детектора при фиксированном показании первого детектора (эталонного) будут лежать на отрезке прямой между граничными точками $\mathbf{a}(E_{макс})$, $\mathbf{a}(E_{мин})$ (рис. 2.4). Видно, что максимально и минимально возможные показания второго детектора при фиксированном показании первого детектора точно определены.

Случай $n=3$. Пусть эталонным будет первый детектор. Проведем гиперплоскость $a_1=1$. В данном случае это двумерная плоскость. Кривая пересечения конуса с этой плоскостью является об-

разующей конуса. Прямые, проведенные из начала координат через эту кривую, соответствуют откликам системы на моноэнергетические излучения (такая кривая может быть определена в конечном числе точек). Точки на кривой соответствуют откликам детекторов при действии на них моноэнергетических излучений, интенсивность которых подобрана так, чтобы показания эталонного детектора были равны единице. Можно назвать полученную кривую цветовой кривой относительно эталонного детектора. В качестве эталонного детектора можно взять детектор полного поглощения (или любой другой).

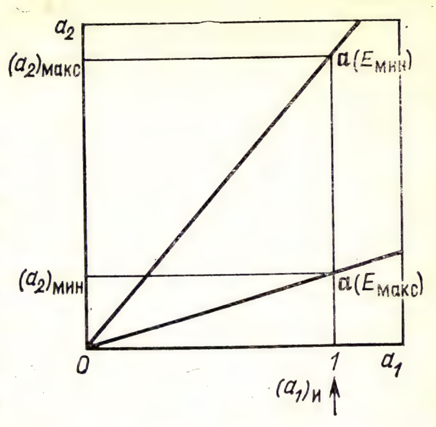


Рис. 2.4. Связь между сигналами в двумерном случае

Примем, что показания эталонного детектора равны единице при единичной интенсивности излучения. Тогда точки на цветовой кривой соответствуют откликам детекторов на моноэнергетические излучения единичной интенсивности.

В трехмерном случае мы можем взять в качестве эталонного детектора любой из трех детекторов. Проводя соответствующие плоскости, получим различные цветовые кривые. Каждая из них является цветовой кривой относительно одного из детекторов, принятого за эталонный. Действительно, если все отклики детекторов больше нуля, то вместо вектора

$$\mathbf{a}=\{a_1,\ a_2,\ a_3\} \tag{2.30}$$

можно взять вектор

$$\mathbf{a}' = \left\{1,\ \frac{a_2}{a_1},\ \frac{a_3}{a_1}\right\}, \tag{2.31}$$

а вместо цветовой кривой (векторной функции)

$$\boldsymbol{\alpha}(E)=\{\alpha_1(E),\ \alpha_2(E),\ \alpha_3(E)\} \tag{2.32}$$

векторную функцию

$$\boldsymbol{\alpha}'(E) = \left\{1,\ \frac{\alpha_2(E)}{\alpha_1(E)},\ \frac{\alpha_3(E)}{\alpha_1(E)}\right\}. \tag{2.33}$$

Переход от выражений (2.30) и (2.32) к выражениям (2.31) и (2.33) означает, что первый детектор выбран в качестве эталонного. Это, как уже упоминалось, означает выбор в пространстве сигналов гиперплоскости с уравнением $a_1=1$. Кривая в этой гиперплоскости, лежащая на поверхности конуса, — это цветовая кривая относительно первого детектора.

Случай $n\geqslant4$. При размерности пространства сигналов больше трех наглядное представление конуса сигналов невозможно.

Однако для четырехмерного случая сечение конуса гиперплоскостью есть трехмерное тело, свойства которого можно изучать наглядно.

2.7.4. Введение ограничений на интенсивность излучения

Детектор с одним выходом. В качестве примера рассмотрим регистрацию рентгеновского или γ-излучения. Под действием моноэнергетического излучения на выходе детектора будет зарегистрирован сигнал определенной величины. Если детектор облучать моноэнергетическим излучением с другой энергией кванта, то, подобрав соответствующим образом интенсивность излучения, можно получить на выходе детектора сигнал точно такой же величины, как в первом случае. Таким образом, детектор с одним выходом не способен различать излучения с различными энергиями кванта. В общем случае любые два излучения при соответствующем изменении их интенсивностей могут дать один и тот же сигнал на выходе детектора.

Введем условие нормировки. Будем считать, что во всех случаях на детектор падает излучение единичной энергии. При этом условии сигнал на выходе детектора будет зависеть от энергии кванта излучения. При такой нормировке можно получить спектральную характеристику детектора — зависимость амплитуды сигнала от энергии кванта при действии на детектор моноэнергетического излучения единичной энергии. Подчеркнем различие между падающей и поглощенной энергией излучения. Введем детектор полного поглощения. Сигнал на выходе такого детектора пропорционален падающей на его входное окно энергии. Спектральная характеристика такого детектора представляет собой прямую, параллельную оси абсцисс (по оси абсцисс отложена энергия кванта излучения, а по оси ординат падающая энергия излучения).

В реальном детекторе обычно поглощается только часть энергии излучения, падающего на его входное окно. Естественно, что спектральная характеристика детектора, в котором поглощается только часть энергии падающего излучения, расположена под спектральной характеристикой детектора полного поглощения (если нормировать оба детектора так, чтобы одной и той же поглощенной энергии соответствовал бы один и тот же сигнал).

Введем ось координат. Каждому моноэнергетическому излучению единичной энергии соответствует точка на этой оси. Все точки расположены на одной прямой.

Система с двумя выходами. По осям системы координат отложим величины сигналов a_1 и a_2, появляющиеся на выходах детекторов под действием излучения. При действии на систему детекторов моноэнергетическими излучениями единичной интенсивности получим цветовую кривую в плоскости a_1a_2. Будем рассматривать только такие системы детекторов, цветовая кривая которых выпуклая. (Если провести касательную к любой точке спектраль-

ной кривой в любой ее точке, то спектральная кривая целиком должна лежать по одну сторону от касательной.)

По определению любая точка на цветовой кривой соответствует излучению единичной интенсивности. Точки на прямой, соединяющей концы цветовой кривой, также соответствуют излучениям единичной интенсивности. Действительно, построим суммарный вектор, составляющими которого являются отклики на моноэнергетические излучения $E_{\text{мин}}$ и $E_{\text{макс}}$ (рис. 2.5). Очевидно, что суммарный вектор $\mathbf{a}_E$ соответствует излучению, интенсивность которого равна двум. Точка, лежащая на середине отрезка, соответствует излучению единичной интенсивности. (Отрезки прямых $[a_{E_{\text{мин}}}, a_{E_{\text{макс}}}]$ рассматриваются как диагонали параллелограмма.) Аналогично можно показать, что любая точка, находящаяся в области, заключенной между цветовой кривой и отрезком, соединяющим ее концы, может соответствовать излучению единичной интенсивности. Заметим, что в рассматриваемом случае эта область выпуклая, т. е. если любые две точки, принадлежащие этой области, соединить отрезком прямой, то все точки отрезка принадлежат этой области.

Вместе с тем очевидно, что любой вектор внутри этой области может быть получен умножением вектора, соответствующего моноэнергетическому излучению, на положительное число меньше единицы. Он может быть получен также умножением на число больше единицы вектора, соответствующего любой точке прямой, соединяющей концы цветовой кривой.

Подводя итог сказанному, можно утверждать, что внутри области, ограниченной цветовой кривой и прямой, соединяющей ее концы, находятся концы векторов, соответствующих излучениям с интенсивностью, равной единице, меньше или больше нее. В области, лежащей между началом координат и прямой, соединяющей концы цветовой кривой, все точки соответствуют интенсивностям излучения меньше единицы. В области, лежащей от начала координат дальше, чем цветовая кривая, точки соответствуют излучениям с интенсивностью больше единицы (рис. 2.5). В случае, когда цветовая кривая лежит ближе к началу координат, чем отрезок прямой, соединяющий ее концы, по-прежнему внутри области, ограниченной цветовой кривой и прямой, цвета соответствуют излучениям с интенсивностью, большей, равной или меньшей единицы. В области, лежащей ближе к началу координат, цвета соответствуют излучениям с интенсивностью, меньшей единицы. В области, расположенной дальше от начала координат, — больше единицы.

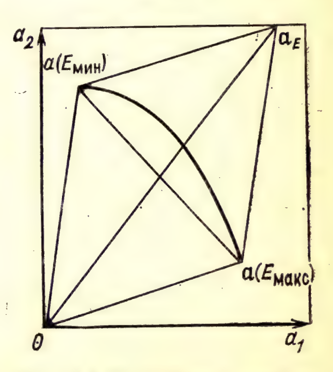


Рис. 2.5. Цветовая кривая системы с двумя выходами

Заменим первый из детекторов детектором, измеряющим падающую на него энергию излучения. Тогда координатную ось первого детектора можно градуировать в единицах энергии падающего на детекторы излучения. При действии излучения единичной энергии на такую систему из двух детекторов получим цветовую кривую в виде вертикальной прямой, нормальной оси показаний первого детектора (рис. 2.4).

Система с тремя выходами. По осям системы координат отложим показания детекторов a_1, a_2, a_3. При действии на систему детекторов моноэнергетического излучения единичной интенсивности получим цветовую кривую — кривую в трехмерном пространстве.

Заменим третий детектор детектором, измеряющим величину падающей на него энергии излучения. Тогда координатную ось третьего детектора можно градуировать в единицах энергии падающего на детектор излучения. При действии излучения единичной энергии на такую систему детекторов получим цветовую кривую в виде кривой, показанной на рис. 2.5 (если спектральные характеристики первого и второго детектора остались без изменения). Отложим по осям выбранной системы координат показания первого и второго детекторов при единичной энергии падающего на них излучения. Тогда в плоскости $a_3=\mathrm{const}=1$ получим кривую, приведенную на рис. 2.6. Пусть сигнал на выходе первого детектора равен $(a_1)_и$, тогда показания второго детектора (при условии, что падающая на детекторы энергия равна единице) будут лежать в пределах $(a_2)_{макс}$—$(a_2)_{мин}$. Из рис. 2.6 видно, что при действии моноэнергетического излучения показания второго детектора будут равны $(a_2)_{макс}$. При действии излучения, представляющего собой линейную комбинацию двух моноэнергетических излучений с энергиями кванта $E_{мин}$, $E_{макс}$, показание второго детектора равно $(a_2)_{мин}$. При любом другом спектре единичной энергии показания второго детектора будут находиться на прямой, параллельной оси a_2 и проходящей через точку $(a_1)_и$.

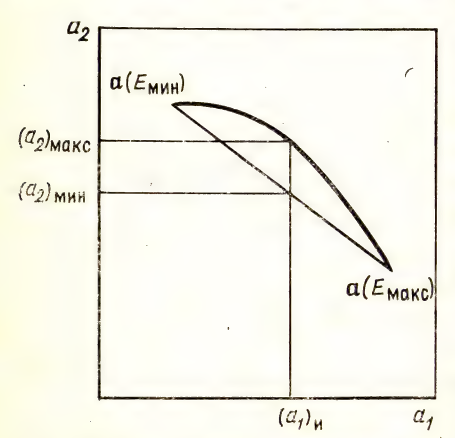


Рис. 2.6. Связь между сигналами систем из трех детекторов в плоскости $a_3\equiv1$

Таким образом, можно определить интервал показаний второго детектора при произвольном изменении спектра единичной суммарной энергии и фиксированном показании первого детектора. Эту задачу, которую далее мы будем называть задачей об определении интервала показаний $n+1$ детектора при заданных показаниях других n детекторов, рассмотрим в следующей главе для любого конечного n. Здесь ограничимся случаем, когда $n=2$.

Отложим по вертикальной оси координат показания второго

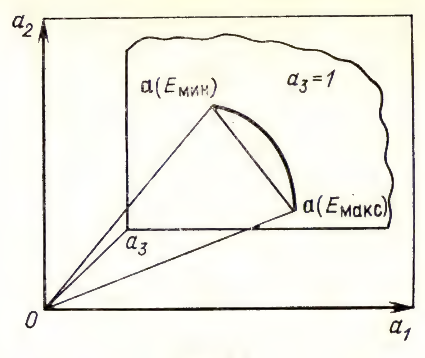


Рис. 2.7.

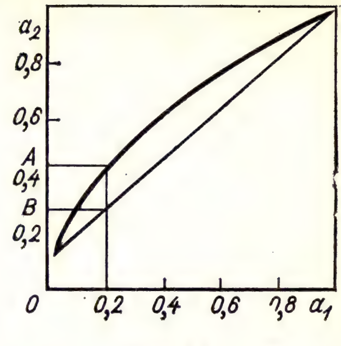


Рис. 2.8.

Рис. 2.7. Сечение трехмерного конуса сигналов гиперплоскостью $a_3 \equiv 1$

Рис. 2.8. Определение интервала возможных показаний второго детектора при $a_1=0{,}2$; $\alpha_1(E)=1/E^2$, $\alpha_2(E)=1/E$, $\alpha_3(E)\equiv 1$ в гиперплоскости $a_3=1$

детектора, а по горизонтальной — показания детектора, измеряющего суммарную энергию излучения. Тогда при фиксированном показании первого детектора получим кривую пересечения конуса сигналов плоскостью $a_3=1$. Взаимное положение плоскостей показано на рис. 2.7.

Рассмотрим числовой пример. Пусть спектральные характеристики детекторов равны соответственно $\alpha_1(E)=1/E^2$, $\alpha_2(E)=1/E$ и $\alpha_3(E)\equiv 1$, где E — энергия кванта излучения. Построив кривую детекторов 1 и 2 в координатах a_2a_1, получим при показаниях первого детектора $a_1=0{,}2$ максимальное и минимальное показания второго детектора в точках A и B. Интервал показаний второго детектора равен 0,158. Расчет проведен графически (рис. 2.8) и аналитически.

В координатах a_2a_3 при показаниях первого детектора, равных $a_1=0{,}2$, и показаниях третьего детектора, равных единице, получаем те же, что и в первом случае, показания второго детектора (рис. 2.9).

Как уже упоминалось, спектры излучения при максимальном и минимальном показаниях второго детектора различны. Но интенсивность обоих излучений одинакова, и каждая равна единице. Изменим ограничения на интенсивность излучения, а именно будем считать, что спектры излучения, дающие максимальное и минимальное показания второго детектора (при фиксированных показаниях первого), имеют разную интенсивность, но в сумме равную двум. При этих условиях также можно найти максимальное и минимальное показания второго детектора. Соответствующее построение приведено на рис. 2.10.

В зависимости от фиксируемого показания первого детектора a_1 возможны четыре различных случая, показанных на рис. 2.11. В первом случае минимальное показание $(a_2)_{\text{мин}}$ находится при суммарной энергии излучения, равной K. Максимальное значение

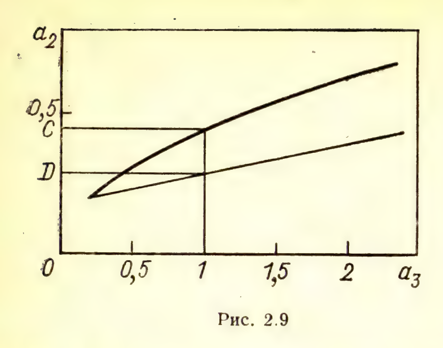


Рис. 2.9

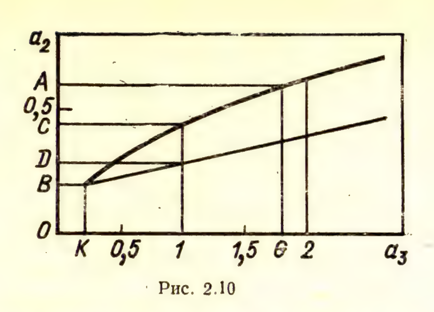


Рис. 2.10

Рис. 2.9. Определение интервала возможных показаний второго детектора при фиксированных показаниях первого детектора $a_1=0,2$, в плоскости $a_1=\text{const}$ при $a_3=1$, $\alpha_1(E)=1/E^2$, $\alpha_2(E)=1/E$, $\alpha_3(E)=1$

Рис. 2.10. Определение интервала возможных показаний второго детектора при фиксированных показаниях первого детектора $a_1=0,2$ при суммарной энергии экстремальных спектров, равной 2; $\alpha_1(E)=1/E^2$, $\alpha_2(E)=1/E$, $\alpha_3(E)\equiv 1$

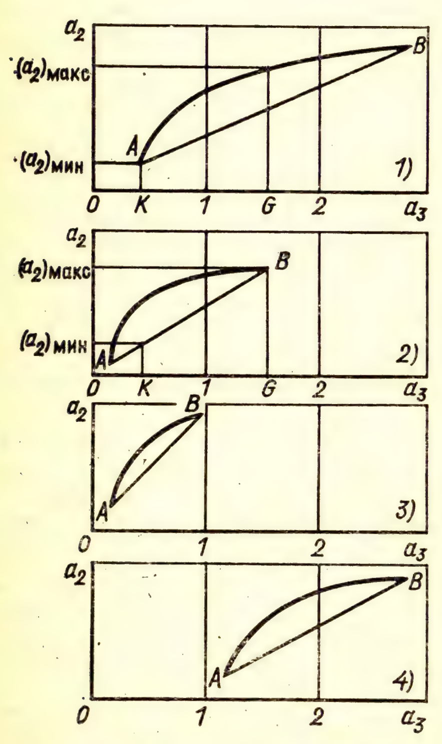


Рис. 2.11. Четыре случая сечения конуса гиперплоскостью $a_1=\text{const}$ при решении задачи определения максимального интервала показаний второго детектора (a_2), если $\alpha_3(E)=1$, а энергия экстремальных спектров в сумме равна 2

$(a_2)_{\text{макс}}$ находится при суммарной энергии излучения G, которая равна $2-K$. Таким образом, суммарная энергия излучений (излучения с энергией K и излучения с энергией G) равна двум. Во втором случае сначала определяется максимальное показание $(a_2)_{\text{макс}}$. Затем определяют суммарную энергию такого излучения, которое в сумме с первым имело энергию, равную 2, и соответствующее этой энергии минимальное показание $(a_2)_{\text{мин}}$. Суммарная энергия излучения здесь также равна двум. В третьем случае, как видно из рис. 2.11, суммарная энергия излучений меньше двух. В четвертом — больше двух. Для этих двух случаев введенные ограничения на суммарную энергию излучений не выполняются.

2.7.5. Векторное представление спектральных характеристик детекторов

Чтобы отчетливо понять сходство и различие между векторным представлением форм линий и векторным представлением спектральных характеристик, повторим здесь основные определения.

Если по осям системы координат отложены сигналы, которые возникают на соответствующих выходах детектора (по одной оси сигнал на выходе первого детектора a_1, по второй оси сигнал на выходе второго детектора a_2 и т. д.), то под действием моноэнергетического излучения единичной энергии точка в n-мерном координатном пространстве (число детекторов равно n) будет представлять собой форму линии. Совокупность форм линий даст непрерывную кривую. (Если число монолиний конечно — то ломаную). Это линия цветов моноэнергетических излучений единичной энергии — цветовая кривая.

Аппаратурный спектр есть линейная комбинация (с положительными коэффициентами) форм линий. Поэтому любой аппаратурный спектр единичной энергии представляется точкой, лежащей внутри конуса сигналов.

Иллюстрируем сказанное случаем, когда $n=2$. Линия цветов моноэнергетических излучений единичной энергии лежит в плоскости a_1, a_2. Если теперь ввести эталонный детектор, измеряющий полную энергию излучения, то линия цветов моноэнергетических излучений будет лежать в плоскости $a_э=1$, пересекающей трехмерный конус сигналов.

Очевидно, что эта линия совпадает с линией, полученной ранее для двумерного конуса.

Заметим, что в общем случае (когда $n>2$) линия цветов моноэнергетических излучений лежит в гиперплоскости $n-1$ (представляет собой сечение n-мерного конуса гиперплоскостью $n-1$).

Аналогичным образом можно представить спектральные характеристики детекторов в виде точек в многомерном координатном пространстве. Для этого отложим по осям системы координат отклики детекторов на моноэнергетические излучения единичной энергии. В качестве примера, иллюстрирующего идею построения, рассмотрим двумерный случай, когда число моноэнергетических излучений равно 2. Тогда для первого детектора получим точку a_1, для второго a_2 и т. д.

Таким образом, точка $\mathbf{a}_1$ соответствует спектральной характеристике первого детектора, точка $\mathbf{a}_2$ — спектральной характеристике второго детектора и т. д.

Если ввести третий детектор, спектральная характеристика которого тождественно равна единице, и, следовательно, $a_3\equiv1$, то для рассматриваемого случая получим трехмерный конус, причем спектральные характеристики всех детекторов будут лежать в плоскости $a_3\equiv1$.

Глава 3

ОПРЕДЕЛЕНИЕ ХАРАКТЕРИСТИК ИЗЛУЧЕНИЯ ПО ПОКАЗАНИЯМ ДЕТЕКТОРОВ

Прямая и обратная задачи измерений

Прямой задачей будем называть определение величины сигналов на выходах системы детекторов под действием излучений. Пусть под действием излучения со спектром $\Phi(E)$ измерен цвет излучения или аппаратурный спектр $U(V)$. Тогда для пропорциональных детекторов функциональная связь между $\Phi(E)$ и $U(V)$ дается уравнением Фредгольма первого рода

$$A\Phi \equiv \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} G(E, V)\,\Phi(E)\,dE = U(V), \tag{3.1}$$

где $G(E, V)$ — ядро уравнения — является функцией отклика, которая определяется в результате измерений при последовательном действии на систему детекторов моноэнергетических излучений единичной энергии. Определение $U(V)$ при известных $G(E, V)$ и $\Phi(E)$ есть прямая задача. Определение $\Phi(E)$ по измеренному аппаратурному спектру $U(V)$ и функции отклика $G(E, V)$ есть обратная задача.

Если Φ зависит только от времени (спектр излучения не изменяется), то функция отклика будет зависеть только от разности $t-\tau$ и оператор $A\Phi$ будет иметь вид

$$A\Phi = \int_{-\infty}^{+\infty} K(t-\tau)\,\Phi(\tau)\,d\tau. \tag{3.2}$$

Вместо уравнения Фредгольма (3.1) получим более простое уравнение типа свертки.

В реальном эксперименте число детекторов (число каналов) всегда конечно. При этом вместо интегрального уравнения для восстановления характеристик излучения приходится решать систему линейных алгебраических уравнений

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p_k, \quad i = \overline{1, n}, \tag{3.3}$$

где $\mathbf{p}$ — искомый вектор коэффициентов при элементарных излучениях; $a_1, a_2, \ldots, a_n$ — известный вектор $\mathbf{a}$, компонентами которого являются сигналы на выходах детекторов. Число уравнений равно числу детекторов n, число элементарных спектров $\varphi_k(E)$ (с коэффициентами p_k) равно N. Если $N=n$ и система невырожденная, то она имеет единственное решение. В реальном эксперименте сигналы и элементы матрицы известны приближенно. В этом случае установить, является ли система невырожденной, не

всегда возможно. Но если система вырожденная, то она не имеет единственного решения. Более того, она имеет решение (не единственное) лишь при выполнении определенных условий (равенства нулю соответствующих определителей).

Таким образом, обратная задача измерений из-за неизбежной погрешности измерений может не иметь решения или иметь бесконечно много решений. Задача оказывается некорректно поставленной. Решению некорректно поставленных задач посвящена обширная литература. (См., например, А. Н. Тихонов, В. Я. Арсенин «Методы решения некорректных задач». 2-е изд. М.: Наука, 1979, где приведена библиография).

Напомним, что задача называется корректной по Адамару, если решение задачи существует, если решение единственно и если задача устойчива. Последнее условие означает, что решение задачи непрерывно зависит от исходных данных. Это означает, что малые изменения сигналов влекут за собой малые изменения восстанавливаемого спектра. Условие устойчивости часто не выполняется в обратных задачах определения характеристик излучения. Дальнейшие исследования показали, что в ряде случаев можно выделить из всего множества более узкое множество решений, такое, что решение оказывается устойчивым к малым изменениям, которые не выводят решения из этого более узкого множества.

Условия, налагаемые на решение, должны быть таковы, чтобы выделяемое с их помощью множество допустимых решений $\hat{Z}$ было компактно * в Z. Это условие было введено с целью обоснования метода подбора. Суть метода состоит в многократном решении прямой задачи. Действуя на систему детекторов излучениями с различными спектрами $\Phi(E)$, получают расчетным путем различные аппаратурные спектры $U(V)$. Таким образом, получается компактное множество допустимых решений (компактность достигается за счет конечного числа параметров спектров излучения). Сравнивая полученные расчетным путем аппаратурные спектры с экспериментальными, находят спектры излучения $\Phi(E)$, которые дают аппаратурные спектры, наиболее близкие к экспериментальным. Все сводится к многократному решению прямой задачи.

Дадим иллюстрацию особенностей прямой и обратной задач с помощью векторного представления сигналов.

Рассмотрим систему, состоящую из трех детекторов. Будем откладывать по осям прямоугольной системы координат сигналы a_1, a_2, a_3, появляющиеся на выходах детекторов под действием излучения $\Phi(E)$. Рассмотрим сечение конуса сигналов плоскостью $a_3 \equiv 1$. Под действием неизвестного излучения $\Phi(E)$ на выходах детекторов измерены сигналы $a_1 = (a_1)_и$, $a_2 = (a_2)_и$ и $a_3 = 1$.

Под действием излучения конец вектора, компонентами которого являются сигналы $(a_1)_и$, $(a_2)_и$ и 1, переместится в точку A на рис. 3.1. Прямая задача измерений решена.

---

* Множество $\hat{Z}$ метрического пространства называется комплектным в Z, если из всякой последовательности его элементов $Z_n \in \hat{Z}$ можно выделить последовательность, сходящуюся к некоторому элементу из $\hat{Z}$.

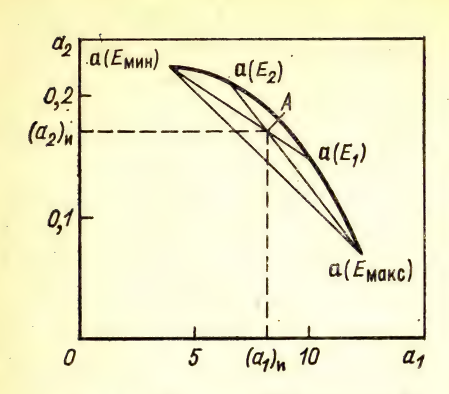


Рис. 3.1. Графическая интерпретация прямой задачи измерений

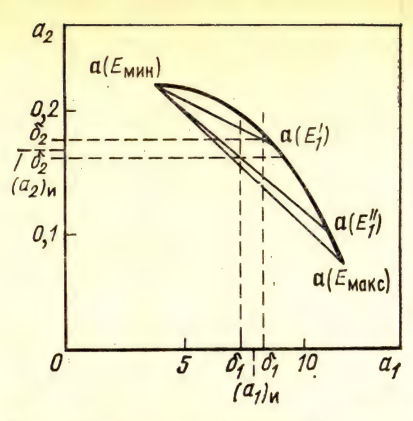


Рис. 3.2. Решение обратной задачи при условии, что сигналы измерены с погрешностью $\pm\delta$

Решение обратной задачи состоит в определении спектра $\Phi(E)$, если известно, что конец вектора сигналов находится в точке A. Эта задача имеет бесконечное множество решений. Действительно, через точку A можно провести бесконечное множество прямых, каждая из которых соответствует откликам на линейные комбинации двух моноэнергетических излучений, например $E_{\text{мин}}E_1$ или $E_{\text{макс}}E_2$. Таким образом, прямая задача в данном случае имеет единственное решение, а двойственная — бесконечное множество решений.

Изменим условия задачи. Наложим ограничения на спектр $\Phi(E)$. Будем считать, что спектр $\Phi(E)$ состоит из двух моноэнергетических излучений, причем известно, что одним из этих моноэнергетических излучений является $E_{\text{мин}}$. При этих ограничениях решение обратной задачи единственное.

При введенных ограничениях на спектр будем считать, что сигналы $(a_1)_{\text{и}}$ и $(a_2)_{\text{и}}$ измерены с погрешностью $\pm\delta$ (рис. 3.2). В этих условиях обратная задача имеет бесконечное множество решений.

Заметим, что погрешность измерений может быть столь значительна, что некоторые значения $(a_1)_{\text{и}}$ или $(a_2)_{\text{и}}$ выйдут за пределы области возможных решений [область решений—это область, ограниченная кривой $\mathbf{a}(E_{\text{мин}})\mathbf{a}(E_1)\mathbf{a}(E_{\text{макс}})$ и прямой $\mathbf{a}(E_{\text{мин}})\mathbf{a}(E_{\text{макс}})$ на рис. 3.1]. Естественно, что необходимо обеспечить такую точность измерений, чтобы сигналы на выходах детекторов лежали внутри области решений. В противном случае решение обратной задачи не всегда существует.

Чтобы оценить уровень допустимых погрешностей эксперимента, необходимы методы определения размеров области решений. Эти методы описаны в последующих разделах.

3.1. Определение интервала показаний детектора, не участвующего в измерениях

3.1.1. Определение максимального и минимального показаний детектора при измеренных показаниях других детекторов

Поместим n детекторов в поле излучения с энергетическим спектром $\Phi(E)$. Спектральные характеристики $\alpha_i(E)$ всех детекторов известны. Под действием излучения на выходах детекторов появятся сигналы

$$a_i = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\Phi(E)\,dE, \qquad i=\overline{1,\ n}. \tag{3.4}$$

Если спектр $\Phi(E)$ можно представить линейной комбинацией N элементарных спектров $\varphi_k(E)$

$$\Phi(E) = \sum_{k=1}^{N}\varphi_k(E)\,p_k, \tag{3.5}$$

где p_k — числовые неотрицательные коэффициенты, причем

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \varphi_k(E)\,dE = 1,$$

то отклик i-го детектора на k-е излучение —

$$a_{ik} = \int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \alpha_i(E)\,\varphi_k(E)\,dE, \tag{3.6}$$

а отклик i-го детектора на излучение $\Phi(E)$ —

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik}p_k; \quad i=\overline{1,\ n}. \tag{3.7}$$

Поместим в это же поле излучения еще один детектор. Можно ли, не проведя измерений, определить, каковы будут его показания? Очевидно, что показания этого $(n+1)$-го детектора будут зависеть от спектра излучения $\Phi(E)$. Но спектр $\Phi(E)$ нам не известен. Поэтому для решения задачи необходимо найти показания детектора при различных спектрах, которые не изменяют показания остальных детекторов.

Для системы из двух детекторов решение задачи иллюстрирует рис. 3.3. Видно, что при фиксированных показаниях первого детектора $(a_1)_{\text{и}}$ и изменении энергии кванта излучения от $E_{\text{макс}}$ до $E_{\text{мин}}$ показания второго детектора изменяются от $(a_2)_{\text{мин}}$ до $(a_2)_{\text{макс}}$. При любых других спектрах показания второго детектора будут лежать внутри интервала $(a_2)_{\text{мин}}$, $(a_2)_{\text{макс}}$. Особен-

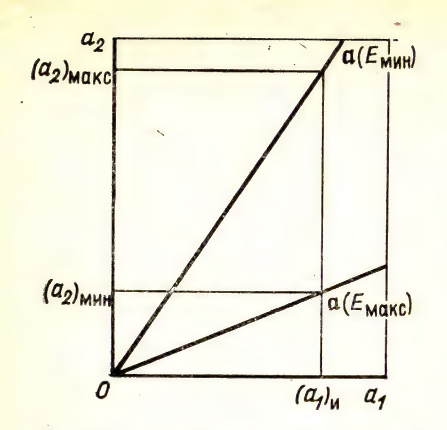


Рис. 3.3. Решение задачи нахождения интервала показаний второго детектора при фиксированных показаниях первого детектора

ностью решения задачи в такой постановке является то, что одновременно с максимальным и минимальным показаниями второго детектора мы определяем два спектра излучения, соответствующих $\mathbf{a}(E_{мин})$ и $\mathbf{a}(E_{макс})$, при которых эти показания возникают. Назовем эти спектры излучения экстремальными.

В общем случае для системы, состоящей из n детекторов, задача также сводится к нахождению максимального и минимального показаний $(n+1)$-го детектора при экстремальных спектрах, оставляющих неизменными показания остальных n детекторов.

Сформулированная задача сводится к двум задачам линейного программирования.

Определение максимального показания детектора. Найти максимальное показание $(n+1)$-го детектора

$$\max(a_{n+1}) = \max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p_k'\right) \tag{3.8}$$

при ограничениях—равенствах

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik}p_k', \quad i=\overline{1,n}, \quad p_i' \geqslant 0, \quad k=\overline{1,N}. \tag{3.9}$$

Определение минимального показания детектора. Вторая задача — найти минимальное показание $(n+1)$-го детектора

$$\min(a_{n+1}) = \min\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p_k''\right) \tag{3.10}$$

при ограничениях—равенствах

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p_k''; \quad i=\overline{1,n}; \quad p_k'' \geqslant 0, \quad k=\overline{1,N}. \tag{3.11}$$

Ясно, что экстремальные спектры, характеризующиеся векторами $\mathbf{p}'$ и $\mathbf{p}''$, различны.

Применения. Редукция к идеальному прибору. Решение модельных задач показывает, что разность между максимальным и минимальным показаниями $(n+1)$-го детектора быстро уменьшается с увеличением числа детекторов, участвующих в измерениях.

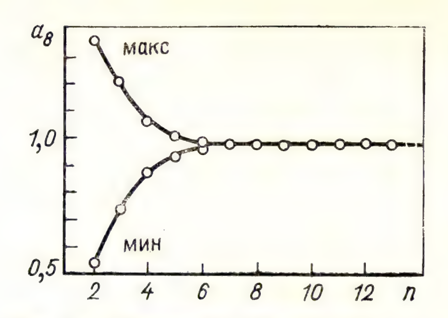


Рис. 3.4. Изменение максимального и минимального показаний восьмого детектора при увеличении числа детекторов в эксперименте

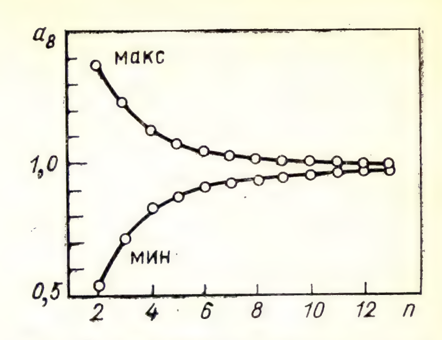


Рис. 3.5. Изменение максимального и минимального показаний восьмого детектора при увеличении числа детекторов в эксперименте, если их показания измерены с погрешностью $\pm\delta$

На рис. 3.4 показано, как изменяются максимальное и минимальное показания детектора при увеличении числа детекторов. Для различных моделей спектра и детекторов, спектральные характеристики которых отличны от нуля во всем диапазоне энергий кванта (от $E_{\text{мин}}$ до $E_{\text{макс}}$), вычисленная относительная длина интервала показаний $(n+1)$-го детектора составляет доли процента при числе детекторов больше 8 (рис. 3.4).

Если сигналы a_i измерены с определенной погрешностью $\pm\delta$, то величина интервала $\max(a_{n+1})-\min(a_{n+1})$ с увеличением числа детекторов приближается к 2δ (рис. 3.5). Этот результат имеет принципиально важное значение при конструировании многодетекторных систем. Число детекторов в системе (которое определяет величину интервала) должно быть согласовано с ожидаемой статистической погрешностью измерений.

Как уже упоминалось, в качестве $(n+1)$-го детектора может быть взят любой детектор, спектральная характеристика которого известна.

Будем называть прибор со спектральными характеристиками, позволяющими непосредственно измерять исследуемую физическую величину, идеальным прибором. Идеальный прибор может не участвовать в измерениях, и тогда задача сводится к определению его показаний по показаниям других приборов, помещенных в то же поле излучения.

В качестве примера рассмотрим задачу об определении полной энергии падающего на детектор излучения. Для экспериментального определения величины полной энергии падающего излучения необходим детектор полного поглощения. Спектральная характеристика такого детектора равна единице во всем диапазоне энергий кванта. Может оказаться, что в реальном эксперименте такой детектор применить невозможно. В области малых энергий кванта спектральная характеристика меньше единицы за счет поглощения излучения во входном окне детектора, в области больших

энергий кванта она меньше единицы из-за неполного поглощения излучения.

Выбрав в качестве идеального детектора детектор полного поглощения со спектральной характеристикой, тождественно равной единице во всем исследуемом диапазоне энергий кванта, можно определить его показания с точностью, определяемой точностью измерения сигналов на выходах участвующих в измерениях детекторов и их числом.

Другим практически важным применением метода редукции является определение поглощенной дозы в облучаемой среде путем измерения поглощенной дозы в другом веществе. Если облучаемой средой является живая ткань, то непосредственное определение поглощенной энергии в ней становится невозможным. Редукция к идеальному прибору позволяет это сделать с помощью нескольких полупроводниковых или сцинтилляционных детекторов, помещенных в данное поле излучения.

Редукция к идеальному прибору позволяет дать интервальную оценку спектра в любом конечном числе диапазонов энергии, если в качестве $(n+1)$-го детектора поочередно берутся детекторы, спектральные характеристики которых отличны от нуля только в исследуемом диапазоне. Подробнее этот важный вопрос рассмотрен в п. 3.4.5.

3.1.2. Определение максимально возможного интервала показаний детектора при одинаковой суммарной энергии экстремальных спектров

Максимальное и минимальное показания $(n+1)$-го детектора, определенные в предыдущем разделе, зависят от измеренных сигналов на выходах других детекторов. Представляет интерес получить оценку величины максимально возможного интервала показаний $(n+1)$-го детектора при произвольном варьировании спектра излучения $\Phi(E)$. (При этом показания детектора a_i также изменяются, и в результате решения задачи находятся такие a_i и $\Phi(E)$, при которых длина интервала максимальна.)

Задача сводится к определению таких экстремальных спектров [таких наборов $\mathbf{p}' = \{p_1', p_2', \ldots, p_N'\}$ и $\mathbf{p}'' = \{p_1'', p_2'', \ldots \ldots, p_N''\}$ — коэффициентов при элементарных спектрах], при которых интервал показаний $(n+1)$-го детектора будет максимальным, т. е. будет иметь максимальное значение величина

$$\sum_{=1}^{N} a_{n+1,k} p_k' - \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p_k''. \qquad (3.12)$$

Будем искать максимальный интервал при условии, что полная энергия излучения, падающего на систему детекторов, равна единице:

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \Phi(E)\, dE = 1. \qquad (3.13)$$

Поскольку элементарные спектры $\varphi_k(E)$ нормированы на единицу

$$\int_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \varphi_k(E)\, dE = 1,$$

то из (3.13) с учетом того, что

$$\Phi(E) = \sum_{k=1}^{N} \varphi_k(E)\, p_k,$$

следует, что

$$\sum_{k=1}^{N} p_k = 1.$$

Согласно введенным ограничениям задача нахождения максимального интервала формулируется следующим образом:

найти

$$\max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}\, p'_k - \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}\, p''_k\right) \tag{3.14}$$

при системе линейных ограничений:

$$\left.\begin{aligned} &\sum_{k=1}^{N} a_{ik} p'_k = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p''_k, \quad i = \overline{1, n};\\ &\sum_{k=1}^{N} p_k''' = 1, \quad p'_k \geqslant 0, \quad k = \overline{1, N};\\ &\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1, \quad p''_k \geqslant 0, \quad k = \overline{1, N}. \end{aligned}\right\} \tag{3.15}$$

Из (3.14) видно, что максимальный интервал ищется при условии, что экстремальные спектры являются спектрами единичной энергии. При увеличении суммарной энергии экстремальных спектров в α раз во столько же раз увеличится максимальный интервал.

В качестве примера максимальный интервал был определен для одного из детекторов системы, состоящей из 15 детекторов. Регистрировалось рентгеновское излучение в диапазоне $E_{\text{мин}} = 1{,}5$ кэВ, $E_{\text{макс}} = 10$ кэВ. Детекторы полного поглощения закрывались бериллиевыми фильтрами различной толщины (от 100 до 2650 мкм). В качестве элементарных спектров $\varphi_k(E)$ были выбраны 30 столбиков одинаковой ширины Δ по оси энергии кванта излучения $\Delta = (E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}})/30$. Высота столбиков h вычисляется

согласно условию нормировки

$$\int\limits_{E_{\text{мин}}}^{E_{\text{макс}}} \varphi_k(E)\,dE = 1 = h\Delta.$$

В качестве $(n+1)$-го детектора выбирали детектор с фильтром толщиной 852 мкм. Величина максимального интервала $(n+1)$-го детектора в зависимости от числа участвующих в измерениях детекторов изменяется аналогично тому, как показано на рис. 3.4 и 3.5. Детекторы включались в измерительную систему по одному с конца и с начала последовательно.

Необходимо отметить, что вычисленный максимальный интервал согласно постановке задачи соответствует разности максимально и минимально возможных показаний $(n+1)$-го детектора при действии соответствующих полученных в результате решения спектров вида $\sum\limits_{k=1}^{N} \varphi_k(E) p_k$, где $\mathbf{p}'=\{p_1', p_2', \ldots, p_N'\}$ и $\mathbf{p}''=\{p_1'', p_2'', \ldots, p_N''\}$ соответственно.

Таким образом, решение задачи дает не только величину максимального интервала показаний $(n+1)$-го детектора, но и позволяет вычислить величины максимального и минимального показаний $(n+1)$-го детектора, соответствующих полученным спектрам, которые характеризуются $\mathbf{p}'=\{p_1', p_2', \ldots, p_N'\}$ и $\mathbf{p}''=\{p_1'', p_2'', \ldots, p_N''\}$, а также показания всех n детекторов.

Следует подчеркнуть, что при любых других показаниях детекторов интервал показаний $(n+1)$-го детектора будет не больше полученного в результате решения задачи о максимальном интервале.

На рис. 3.6 показано отношение длины максимального интервала δ к максимальному (1) и минимальному (2) показаниям $(n+1)$-го детектора в зависимости от числа детекторов, участвующих в измерениях. В качестве $(n+1)$-го детектора может быть взят любой детектор с заранее известной спектральной характеристикой и, в частности, любой из n детекторов. На рис. 3.6 приведены значения для 8-го детектора.

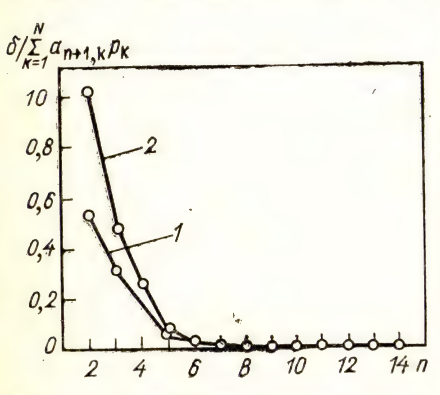


Рис. 3.6. Отношение длины максимального интервала к максимальному (ломаная *1*) и минимальному (ломаная *2*) показаниям восьмого детектора

Отметим, что разность между максимальным и минимальным показаниями любого детектора, вычисленными по показаниям других детекторов, при действии на детекторы любого излучения с известной суммарной энергией будет не больше величины макси-

мального интервала показания этого детектора, вычисленного при той же суммарной энергии излучения.

Решение задачи о максимальном интервале показаний детектора может использоваться при проектировании многоканальных систем. В частности, можно определить необходимое число детекторов для получения заданной точности измерения. Для этого вычисляют отношение максимального интервала показаний одного из детекторов к минимально возможному показанию того же детектора, вычисленных при одинаковой суммарной энергии излучения, и изменяют число детекторов в многоканальной системе до тех пор, пока это отношение не станет примерно равно величине заданной относительной погрешности измерений рассматриваемого детектора.

3.1.3. Определение максимального интервала при условии неравенства суммарных энергий экстремальных спектров

При постановке задачи определения максимального интервала можно не вводить условия равенства суммарных энергий экстремальных спектров. Вместо этого условия будем считать, что энергия каждого из них может быть не равна единице, а суммарная энергия равна двум.

Задача определения максимального интервала при этих условиях сводится к задаче предыдущего раздела, но с другими ограничениями на p_k. Найти

$$\max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}\, p'_k - \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}\, p''_k\right) \qquad (3.16)$$

при ограничениях

$$\left.\begin{aligned} &\sum_{k=1}^{N} a_{ik} p'_k = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p''_k, \quad i = \overline{1, n};\\ &\sum_{k=1}^{N} p'_k + \sum_{k=1}^{N} p''_k = 2;\\ &p'_k \geqslant 0; \quad p''_k \geqslant 0; \quad k = \overline{1, N}. \end{aligned}\right\} \qquad (3.17)$$

Из сравнения ограничений (3.15) и (3.17) видно, что ограничения (3.15) $\left(\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1 \text{ и } \sum_{k=1}^{N} p''_k = 1\right)$ содержатся в ограничениях (3.17), поэтому максимальное значение целевой функции (3.16) при ограничениях (3.17) больше или равно максимальному значению целевой функции (3.14) при ограничениях (3.15).

3.1.4. Модельная задача

Для иллюстрации различий между интервалом при фиксированных значениях a_i, максимальным интервалом при $\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1$ и интервалом при $\sum_{k=1}^{N} p'_k + \sum_{k=1}^{N} p''_k = 2$ рассмотрим модельную задачу для системы из трех детекторов. Пусть спектральные характеристики детекторов $\alpha_1(E) = 1/E^2$, $\alpha_2(E) = 1/E$, $\alpha_3(E) \equiv 1$. Энергия кванта E изменяется в интервале от $E_{мин}$ до $E_{макс}$. Таким образом, третий детектор измеряет непосредственно суммарную энергию падающего излучения, и поэтому условие $\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1$ означает, что максимальный интервал будет находиться в плоскости $a_3 \equiv 1$. Модельная задача для $n=3$ может быть решена графически.

На рис. 3.7 показано, как определяется интервал показаний a_2 при фиксированных показаниях первого детектора, равных 0,2, и при условии, что $a_3 = 1$.

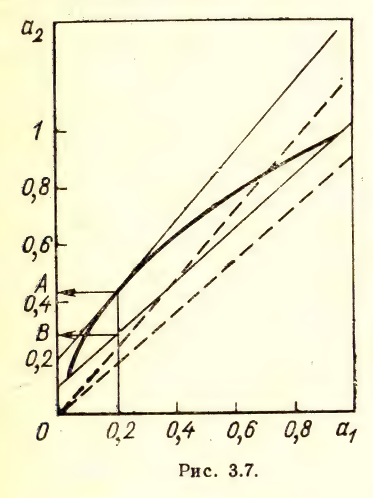


Рис. 3.7.

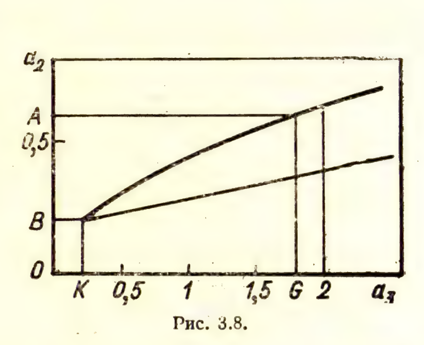
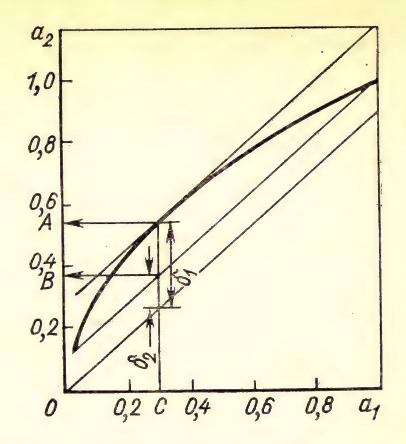


Рис. 3.8.

Рис. 3.7. Определение интервала показаний второго детектора при условии, что показания первого детектора равны $a_1=0,2$, а третьего $a_3=1$. Спектральные характеристики детекторов: $\alpha_1(E)=1/E^2$; $\alpha_2(E)=1/E$; $\alpha_3(E)\equiv 1$

Рис. 3.8. Определение интервала показаний второго детектора при условии $\sum_{k=1}^{N} p_k' + \sum_{k=1}^{N} p_k'' = 2$; $a_1 = 0,2$; $\alpha_1(E) = 1/E^2$; $\alpha_2(E) = 1/E$; $\alpha_3(E) = 1$

Рис. 3.9. Определение максимально возможного интервала показаний второго детектора



Интервал показаний a_2 при условии $\sum_{k=1}^{N} p'_k + \sum_{k=1}^{N} p''_k = 2$ будет лежать в плоскости $a_1 = \text{const}$. На рис. 3.8 показано, как определяется максимальный интервал для $a_1 = 0{,}2$ в этом случае. Этот интервал равен длине отрезка AB. На рис. 2.10 определен интервал при $a_3 = 1$. Он равен длине отрезка CD. Очевидно, что отрезок CD на рис. 2.10 равен отрезку AB на рис. 3.7.

На рис. 3.9 приведено построение максимально возможного интервала показаний второго детектора. Он равен максимальному значению целевой функции (3.14) при ограничениях (3.15).

Таким образом, длина максимального интервала показаний $(n+1)$-го детектора при условии равенства суммарных энергий каждого из экстремальных спектров единице меньше длины максимального интервала при условии, когда энергия спектров в сумме равна двум.

Максимальный интервал при условии неравенства суммарных энергий экстремальных спектров ищется в сечении конуса откликов системы детекторов. Для трехмерного конуса в сечении $a_1 = \text{const}$ можно определить интервал показаний второго детектора, как показано на рис. 3.8.

Для нахождения максимального интервала требуется, изменяя значение a_1, определить максимальный размер сечения вдоль оси a_2.

3.2. Синтез систем детекторов с заданными спектральными характеристиками

3.2.1. Постановка задачи

Для решения задач, связанных с детектированием излучений, необходимы приборы с определенными спектральными характеристиками. Допустим, что для выполнения эксперимента требуется прибор со спектральной характеристикой $\alpha_{n+1}(E)$. Экспериментатор располагает приборами со спектральными характеристиками $\alpha_i(E)$, $i = \overline{1, n}$.

Задача в этих условиях состоит в том, чтобы создать систему из n детекторов, дающую по возможности такие же сигналы под действием излучения, как и не участвующий в измерениях $(n+1)$-й

детектор. Задача может быть решена, если мы найдем две линейные комбинации спектральных характеристик n детекторов: одну, дающую максимальное значение сигнала $(n+1)$-го детектора, и другую, дающую минимальные показания $(n+1)$-го детектора.

Линейная независимость спектральных характеристик детекторов означает, что

$$-\alpha_{n+1}(E)+\sum_{i=1}^{n}\alpha_i(E)c_i=\delta(E),$$

причем коэффициенты c_i линейной комбинации спектральных характеристик можно подобрать так, что при любом E $\delta(E)\geqslant 0$ (ограничение сверху), а можно подобрать так, что при любом E $\delta(E)\leqslant 0$ (ограничение снизу). При ограничении сверху линейная комбинация спектральных характеристик детекторов будет расположена выше спектральной характеристики $(n+1)$-го детектора, при ограничении снизу — ниже спектральной характеристики $n+1$-го детектора. Верхнюю и нижнюю линейные комбинации можно находить при дополнительных ограничениях на отклики детекторов и на суммарную энергию спектров.

Первая задача, которую мы рассмотрим, заключается в нахождении верхней и нижней линейной комбинации при условии, что показания a_i $(i=\overline{1,n})$ всех детекторов, участвующих в измерениях, известны. Ограничений на спектр $\Phi(E)$ не накладывается: спектр излучения и его суммарная энергия меняются произвольно, но так, чтобы показания всех n детекторов a_i $(i=\overline{1,n})$ не изменялись.

Вторая задача состоит в нахождении верхней и нижней линейной комбинации при условии, что показания n детекторов не изменяются при изменении спектра, причем энергия падающего излучения равна единице.

Третья задача отличается от второй только ограничением на спектр: энергия экстремальных спектров в сумме равна двум, причем суммарная энергия каждого из них может отличаться от единицы.

Синтез системы детекторов с заданными характеристиками состоит в том, чтобы реализовать найденные линейные комбинации спектральных характеристик участвующих в эксперименте детекторов. Это легко осуществить, так как сигналы на выходах детекторов можно умножить на числа и затем складывать или вычитать в зависимости от знака коэффициентов найденной линейной комбинации.

3.2.2. Нахождение линейной комбинации спектральных характеристик детекторов при измеренных показаниях детекторов

Найдем две линейные комбинации спектральных характеристик детекторов $\alpha_i(E)$ $(i=\overline{1,n})$, одна из которых лежит всюду выше спектральной характеристики $\alpha_{n+1}(E)$ (верхняя линейная ком-

бинация), а другая — ниже. Запишем эти условия в виде двух неравенств

$$\sum_{i=1}^{n} c_i' \alpha_i(E) \geqslant \alpha_{n+1}(E); \tag{3.18}$$

$$\sum_{i=1}^{n} c_i'' \alpha_i(E) \leqslant \alpha_{n+1}(E). \tag{3.19}$$

Если спектр излучения $\Phi(E)$ представить как линейную комбинацию N элементарных спектров $\varphi_k(E)$ единичной энергии

$$\Phi(E) = \sum_{k=1}^{N} \varphi_k(E)\, p_k,$$

где p_k — неотрицательные коэффициенты, то, обозначив, как и ранее, отклики i-го детектора на k-е излучение единичной интенсивности a_{ik}, получим с учетом (3.18) и (3.19) верхнюю и нижнюю линейные комбинации спектральных характеристик для дискретного спектра, состоящего из N элементарных спектров $\varphi_k(E)$:

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i' \geqslant a_{n+1,k}, \quad k = \overline{1, N}; \tag{3.20}$$

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i'' \leqslant a_{n+1,k}, \quad k = \overline{1, N}. \tag{3.21}$$

Из этих неравенств следует, что отклик $(n+1)$-го детектора на произвольное излучение (являющееся линейной комбинацией элементарных), равный $a_{n+1} = \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p_k$, будет подчиняться неравенствам

$$\sum_{i=1}^{n} a_i c_i' \geqslant a_{n+1}; \tag{3.22}$$

$$\sum_{i=1}^{n} a_i c_i'' \leqslant a_{n+1}, \tag{3.23}$$

где a_i — измеренные на выходах детекторов сигналы. Таким образом, найдя коэффициенты c_i' и c_i'' верхней и нижней линейных комбинаций, можно построить систему, которая будет давать на выходе два сигнала, причем показания $(n+1)$-го детектора при любом спектре и неизменных откликах a_i других детекторов должны находиться между ними.

Для нахождения коэффициентов c_i' и c_i'' сформулируем две задачи.

Первая задача — найти минимальное значение линейной комбинации $\sum_{i=1}^{n} a_i c'_i$ при ограничениях—неравенствах

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c'_i \geqslant a_{n+1,k}, \quad k=\overline{1,\ N} \tag{3.24}$$

— дает верхнюю границу показаний $(n+1)$-го детектора.

Вторая задача — найти максимальное значение линейной комбинации $\sum_{i=1}^{n} a_i c''_i$ при ограничениях — неравенствах

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c''_i \leqslant a_{n+1,k}; \quad k=\overline{1,\ N} \tag{3.25}$$

дает нижнюю границу показаний $(n+1)$-го детектора.

Как первая, так и вторая задачи решаются стандартными методами линейного программирования.

Рассмотренный метод может быть применен, если спектры излучения могут быть представлены как линейные комбинации элементарных спектров. В качестве такого элементарного спектра может быть взят тормозной спектр моноэнергетических электронов. Обозначая сигнал от такого спектра единичной энергии на i-й детектор как a_{ik}, можно свести задачу к рассмотренной задаче линейного программирования.

3.2.3. Показания детекторов не фиксированы

Недостатком метода, изложенного в предыдущем разделе, является то, что коэффициенты линейных комбинаций спектральных характеристик можно было вычислить только после измерения сигналов на выходах детекторов. Ниже изложен метод определения линейной комбинации спектральных характеристик детекторов, решающий ту же задачу, но не требующий предварительного измерения сигналов на выходах детекторов. Метод позволяет синтезировать систему детекторов, сигналы на выходе которой будут давать верхнюю и нижнюю границу показаний $(n+1)$-го детектора.

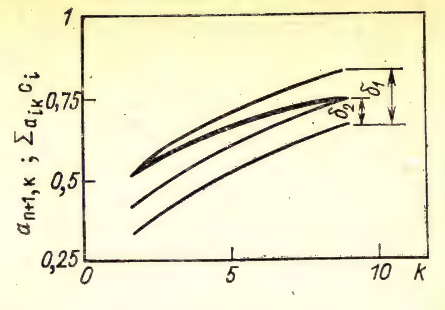
Вместо двух линейных комбинаций будем искать одну, удовлетворяющую условиям

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i + \delta_1 \geqslant a_{n+1,k}; \quad k=\overline{1,\ N}; \tag{3.26}$$

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i + \delta_2 \leqslant a_{n+1,k}; \quad k=\overline{1,\ N}, \tag{3.27}$$

так, чтобы спектральная характеристика $(n+1)$-го детектора $\alpha_{n+1}(E)$ лежала в коридоре ширины $\delta_1—\delta_2$. Это условие иллюстрирует рис. 3.10.

Рис. 3.10. Аппроксимация спектральной характеристики детектора линейной комбинацией спектральных характеристик других детекторов



Задача формулируется как задача линейного программирования. Найти минимум $\delta_1 - \delta_2$ при ограничениях — неравенствах (3.26) и (3.27). В результате решения задачи определяются коэффициенты c_i линейной комбинации спектральных характеристик n детекторов, при которых разность $\delta_1 - \delta_2$ минимальна при любом возможном элементарном спектре единичной энергии. При этом определяются и значения δ_1 и δ_2 (рис. 3.10).

Существенно отметить, что для любого спектра единичной энергии показания $(n+1)$-го детектора будут находиться в интервале

$$\sum_{i=1}^{n} a_i c_i + \delta_2 \leqslant a_{n+1} \leqslant \sum_{i=1}^{n} a_i c_i + \delta_1 \qquad (3.28)$$

при любых измеренных a_i. (Это легко доказать, умножив каждое из неравенств для спектральных характеристик на p_k. После суммирования по всем k и учитывая, что $\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1$, получим ограничения на a_{n+1}.)

Синтез системы детекторов заключается в умножении спектральных характеристик на соответствующие коэффициенты c_i, что соответствует изменению чувствительности детекторов.

3.2.4. Равномерное приближение спектральных характеристик

Найдем равномерное приближение линейной комбинации спектральных характеристик n детекторов к спектральной характеристике $(n+1)$-го детектора. Максимальное отклонение спектральной характеристики $(n+1)$-го детектора от линейной комбинации спектральных характеристик других n детекторов будет равно $+\delta$, а минимальное $-\delta$: линейная комбинация $\sum_{i=1}^{n} a_i c_i^{\text{г}}$ будет равноудалена от спектральной характеристики $(n+1)$-го детектора. Взаимное положение кривых приведено на рис. 3.11.

Задача нахождения такой линейной комбинации формулируется так.

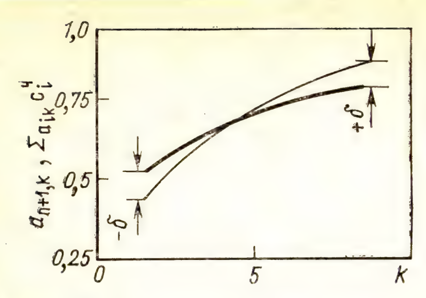


Рис. 3.11. Аппроксимация спектральной характеристики детектора при равномерном приближении линейных комбинаций спектральных характеристик детекторов

Найти $\min(\delta+\delta)$ при ограничениях — неравенствах

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i^{\mathrm{r}} + \delta \geqslant a_{n+1,k}; \quad k = \overline{1,\ N}; \tag{3.29}$$

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i^{\mathrm{r}} - \delta \leqslant a_{n+1,k}; \quad k = \overline{1,\ N}. \tag{3.30}$$

Задача нахождения коэффициентов линейной комбинации спектральных характеристик n детекторов была численно решена для 15 детекторов полного поглощения, закрытых бериллиевыми фильтрами толщиной от 100 до 2650 мкм. Детекторы облучали рентгеновским излучением с энергией 1,5—10 кэВ. На рис. 3.12 и 3.13 приведены характеристики синтезированных систем детекторов.

Сравнение численных решений (а также рис. 3.12 и 3.13) задачи о равномерном приближении и задачи, рассмотренной в предыдущем разделе, показывает, что $\min(2\delta) > \min(\delta_1 - \delta_2)$. В следующих разделах будет показано, что во всех случаях $\min(2\delta) \geqslant \min(\delta_1 - \delta_2)$. Это является следствием общих теорем, связывающих рассмотренные задачи.

3.3. Прямая и двойственная задачи линейного программирования

Теория линейного программирования дает весьма важный для исследования системы линейных детекторов результат: каждой задаче линейного программирования соответствует составленная по определенным правилам так называемая двойственная к первой задача. Основная теорема гласит.

Если одна из двойственных задач имеет решение, то и другая задача также имеет решение, и при этом максимум линейной формы одной задачи равен минимуму линейной формы другой задачи.

Весьма существенным для теории линейных детекторов является тот факт, что каждой из задач разд. 3.1 соответствует одна из задач разд. 3.2. Каждая из задач разд. 3.1 является двойственной по отношению к соответствующей задаче разд. 3.2.

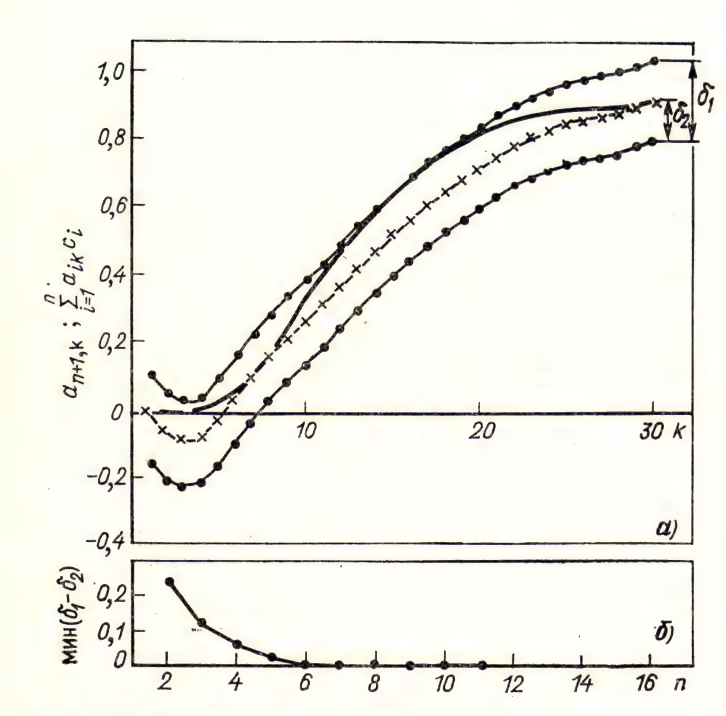


Рис. 3.12. Характеристики синтезированной системы для случая, изображенного на рис. 3.10:

а — спектральные характеристики; *б* — зависимость min(δ_1—δ_2) от числа детекторов

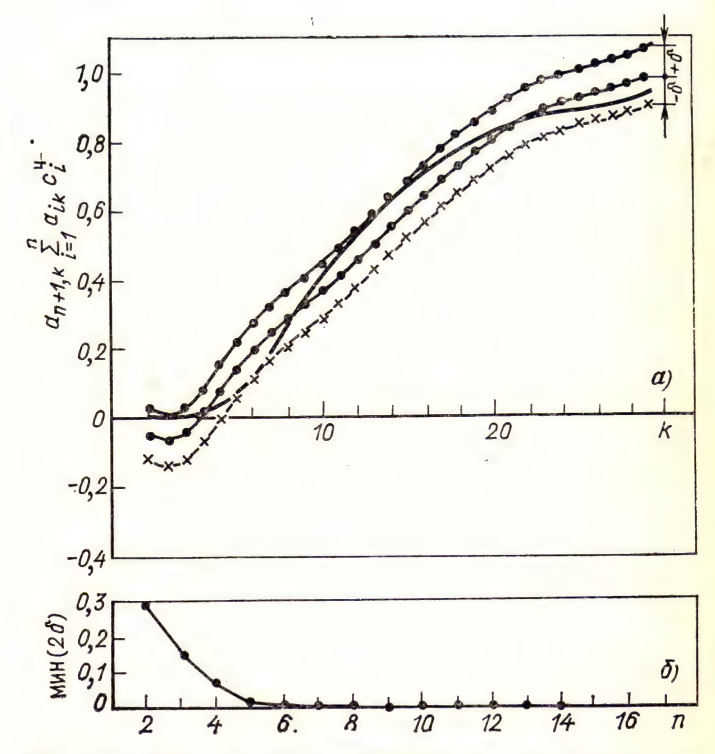


Рис. 3.13. Характеристики синтезированной системы при равномерном приближении спектральных характеристик:

а — спектральные характеристики; *б* — зависимость min(2δ) от числа детекторов

3.3.1. Показания детекторов известны из эксперимента

Если показания n детекторов определены экспериментально, то максимально возможное показание $(n+1)$-го детектора при произвольном варьировании спектра можно определить, решив задачу линейного программирования, которую мы условно назовем прямой задачей.

Найти максимальное значение линейной комбинации

$$\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p_k = a_{n+1}$$

при ограничениях — равенствах

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p_k = a_i; \qquad i = \overline{1,\ n}; \\ p_k \geqslant 0; \quad k = \overline{1,\ N}. \end{cases}$$

Согласно известным правилам линейного программирования* двойственная ей задача формулируется так. Найти минимальное значение линейной формы $\sum_{i=1}^{n} a_i c'_i$ при ограничениях — неравенствах

$$\sum_{i=1}^{n} a_{ik} c'_i \geqslant a_{n+1,k}; \qquad k = \overline{1,\ N}.$$

Согласно теореме двойственности

$$\max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p_k\right) = \min\left(\sum_{i=1}^{n} a_i c'_i\right). \tag{3.31}$$

Физический смысл прямой задачи линейного программирования можно понять, если представить совокупность сигналов a_i как аппаратурный спектр, а $\{a_{ik}\}_{i=\overline{1,n}}$ — как «форму линии» (т. е. совокупность откликов всех детекторов на k-е элементарное излучение единичной энергии). Тогда прямая задача связана с представлением аппаратурного спектра линейной комбинацией форм линий, т. е.

$$a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p_k, \quad i = \overline{1,\ n},$$

где p_k — коэффициенты при элементарных излучениях. Задача состоит в нахождении этих коэффициентов.

Физический смысл двойственной задачи можно понять, если представить ее как нахождение верхней и нижней линейной ком-

---

* Ашманов С. А. Линейное программирование. — М.: Наука, 1981.

бинаций спектральных характеристик детекторов при фиксированных откликах n детекторов:

$$a_{n+1,k} \geqslant \sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i'; \quad k = \overline{1,\ N};$$

$$a_{n+1,k} \leqslant \sum_{i=1}^{n} a_{ik} c_i''; \ k = \overline{1,\ N}.$$

3.3.2. Суммарная энергия падающего на детекторы излучения равна единице

Сравнение задачи о максимальном интервале, сформулированной в п. 3.1.2, с задачей об определении линейной комбинации спектральных характеристик, сформулированной в п. 3.2.3, показывает, что они являются двойственными задачами линейного программирования.

Из этого согласно основной теореме о двойственных задачах следует, что

$$\min(\delta_1 - \delta_2) = \max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p_k' - \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p_k''\right). \qquad (3.32)$$

Напомним, что в ограничениях задачи о максимальном интервале было условие, что суммарная энергия каждого из экстремальных спектров равна единице, т. е. $\sum_{k=1}^{N} p_k' = 1$, $\sum_{k=1}^{N} p_k'' = 1$.

Если в систему из n детекторов включить эталонный детектор полного поглощения и построить конус сигналов, то максимальный интервал показаний $(n+1)$-го детектора будет находиться в гиперплоскости $a_{эт}=1$, где $a_{эт}$ — сигнал на выходе эталонного детектора.

В трехмерном случае максимальный интервал и линейная комбинация спектральных характеристик находятся в двумерной гиперплоскости. На рис. 3.9 показано сечение конуса сигналов плоскостью $a_{эт}=1$ (спектральные характеристики детекторов равны соответственно $\alpha_1(E)=1/E^2$; $\alpha_2(E)=1/E$; $\alpha_3(E)=\alpha_{эт}(E)\equiv 1$).

3.3.3. Суммарная энергия экстремальных спектров равна двум

Неравенство суммарных энергий экстремальных спектров приводит к тому, что в задаче о максимальном интервале, сформулированной в п. 3.1.2, вместо ограничений $\sum_{k=1}^{N} p_k' = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p_k'' = 1$ вводится условие $\sum_{k=1}^{N} p_k' + \sum_{k=1}^{N} p_k'' = 2$.

Вместе с тем согласно теореме о двойственности

$$\min(2\delta) = \max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p'_k - \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p''_k\right). \qquad (3.33)$$

Возникает вопрос, какой же интервал является максимальным, и соответственно что меньше: 2δ или $\delta_1 - \delta_2$? Этот важный вопрос решается при рассмотрении ограничений прямой и двойственной задачи о максимальном интервале. Действительно, ограничения $\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1$ содержатся в условии $\sum_{k=1}^{N} p'_k + \sum_{k=1}^{N} p''_k = 2$, поэтому для одного и того же множества сигналов максимальное значение целевой функции $\max\left(\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p'_k - \sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k}p''_k\right)$ при ограничении $\sum_{k=1}^{N} p'_k + \sum_{k=1}^{N} p''_k = 2$ больше или равно максимальному значению той же функции при ограничениях $\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1$. Это же относится к показаниям $(n+1)$-го детектора. Соответственно $2\delta \geqslant \delta_1 - \delta_2$.

Изменение системы ограничений, как показывает анализ прямой и двойственной задачи линейного программирования, радикально меняет решение. Для иллюстрации этого положения вернемся к рассмотрению трехмерного конуса с эталонным детектором $a_{эт} = a_3 = 1$.

В отличие от случая $\sum_{k=1}^{N} p'_k = 1$ и $\sum_{k=1}^{N} p''_k = 1$, когда максимальный интервал показаний 2-го детектора находится в плоскости $a_{эт} = a_3 = 1$, в случае $\sum_{k=1}^{N} p'_k + \sum_{k=1}^{N} p''_k = 2$ максимальный интервал показаний того же детектора находится в плоскости $a_1 = \text{const}$. Рис. 2.10 иллюстрирует построение интервала для этого случая. Максимальный интервал находится при определенном значении a_1. Минимально возможная суммарная энергия излучения, при которой сигналы отличны от нуля, соответствует крайней точке сечения конуса сигналов (точка на оси абсцисс). Максимальная суммарная энергия излучения определяется так, чтобы энергия двух излучений

в сумме была равна двум. Максимальный интервал, как видно из рис. 2.10, существенно больше интервала при суммарной энергии, равной единице.

3.4. Определение спектров излучения

3.4.1. Постановка задачи

Вернемся к задаче об определении максимального и минимального показаний детектора при измеренных показаниях других детекторов. Эта задача была рассмотрена в п. 3.1.1.

При решении задачи определяются два спектра излучения. Один спектр вызывает максимальное показание $(n+1)$-го детектора, второй спектр — минимальное. Таким образом, определяются два различных спектра излучения, которые вызывают одни и те же показания всех n детекторов, участвующих в измерениях. Очевидно, что задача восстановления спектра не имеет единственного решения. Кроме полученных в результате решения задачи двух экстремальных спектров, существует множество других спектров, которые также будут вызывать одни и те же показания всех n детекторов, участвующих в измерениях. В частности, линейная комбинация $\frac{p_k' + p_k''}{2}$ экстремальных спектров также дает возможный спектр, и по нему можно судить о реальном спектре излучения.

При увеличении числа детекторов n до $n=N$, где N — число элементарных спектров, задача сводится к решению системы из n уравнений с N неизвестными. В этом случае, если система совместна, должно существовать единственное решение. В действительности сигналы на выходах детекторов измеряются с определенной погрешностью. Поэтому решение системы уравнений в этом случае может быть не единственно и при условии, что число детекторов равно числу элементарных спектров.

В этих условиях применение метода линейного программирования для решения системы уравнений представляется целесообразным.

Задача сводится к решению системы n уравнений с N неизвестными. Решение системы уравнений методом линейного программирования целесообразно и благодаря хорошему математическому обеспечению этого метода.

Важной является возможность исследования влияния различных ограничений на решение. Одно из ограничений состоит в том, что суммарная энергия излучения, соответствующая экстремальным спектрам, должна быть одинакова*. При некоторых

* Отметим, что одному и тому же аппаратурному спектру (цвету излучения) могут соответствовать излучения с различной суммарной энергией. Это отчетливо проявляется для рассмотренного в гл. 2 случая двух детекторов, когда одной и той же точке внутри конуса сигналов соответствовали излучения различной суммарной энергии. Это положение сохраняет свою силу для любого числа детекторов.

условиях эксперимента известно, что энергия излучения монотонно изменяется с увеличением энергии кванта излучения, например уменьшается: условие $p_1 \geqslant p_2 \geqslant p_3 \geqslant \ldots p_N$.

Весьма существенной является также информация о физической природе исследуемого спектра. Это позволяет в качестве элементарных спектров выбирать не моноэнергетические излучения или столбики, а, например, спектры тормозного излучения от моноэнергетических электронов или спектры излучения черного тела. Во всех случаях решается задача линейного программирования. При этом ограничения задачи вводятся на основе конкретных сведений об изучаемом спектре. Решение зависит также от вида целевой функции, т. е. от спектральной характеристики $(n+1)$-го детектора.

Экстремальные спектры находятся при решении двух задач линейного программирования.

1. Найти максимальное значение целевой функции

$$\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,k} p'_k$$

при ограничениях

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p'_k = a_i; & i = \overline{1, n}; \\ p'_k \geqslant 0; & k = \overline{1, N}. \end{cases}$$

2. Найти минимальное значение

$$\sum_{k=1}^{N} a_{n+1,n} p''_k$$

при ограничениях

$$\begin{cases} \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p''_k = a_i; & i = \overline{1, n}; \\ p''_k \geqslant 0; & k = \overline{1, N}. \end{cases}$$

При этом правые части уравнений в системах ограничений могут задаваться диапазонами с учетом погрешности измерений.

Решив эти две задачи, тем самым мы найдем два набора коэффициентов p', p'', которые являются и весовыми коэффициентами элементарных спектров, из которых состоит искомый спектр.

Рассмотрим подробнее, какие факторы влияют на точность восстановления спектра.

3.4.2. Зависимость решения от модели спектра

Часто из физических соображений известен вид искомого спектра. Например, в случае тормозного рентгеновского излуче-

ния, возникающего при торможении моноэнергетического пучка электронов в толстой мишени (т. е. в которой пробег электрона меньше толщины мишени), — это спадающая прямая; в случае торможения электрона в тонкой мишени спектр тормозного излучения является равномерным.

Рассмотрим влияние модели спектра на решение на примере тормозного спектра. Будем определять элементы спектра в виде различных функций:

1. Одинаковых столбиков ширины $(E_{\text{макс}} - E_{\text{мин}})/N$.

(Такое разбиение наиболее универсально, поскольку в виде столбиков можно представить практически любой спектр излучения, причем описание будет тем точнее, чем больше число элементов спектра.)

2. В виде прямоугольников, ширина каждого из которых зависит от его порядкового номера k, причем минимальное значение энергии кванта для всех прямоугольников равно $E_{\text{мин}}$, а высота определяется из условия $\int\limits_{E_{k\,\text{мин}}}^{E_{k\,\text{макс}}} \varphi_k(E)\,dE = 1$. Такое представление элементов спектра имеет физический смысл, поскольку для моноэнергетического пучка электронов энергии E, тормозящегося в тонкой мишени, равновероятна генерация квантов любой энергии до $E_{\text{макс}}$.

3. В виде прямоугольных треугольников, основания которых зависят от номера элемента k, причем минимальное значение энергии равно $E_{\text{мин}}$, а высоты вычисляются из $\int\limits_{E_{k\text{мин}}}^{E_{k\text{макс}}} \varphi_k(E)\,dE = 1$.

Такое представление элементов спектра позволяет учесть суперпозицию тормозных спектров рентгеновского излучения, возникающих при терможении моноэнергетических пучков электронов различной энергии в толстой мишени.

Модельная задача для всех трех случаев представления спектра была решена для системы из 15 детекторов полного поглощения, расположенных за бериллиевыми фильтрами толщиной от 100 до 2650 мкм. Детекторы облучали рентгеновским излучением в диапазоне энергий от 1 до 10 кэВ. В качестве $(n+1)$-го рассматривался детектор за фильтром толщиной 100 мкм. Погрешность измерения откликов детекторов полагалась равной 1 %. Число элементов спектра равно 15.

На рис. 3.14 и 3.15 показаны решения задачи для двух моделей спектра. Здесь же изображены и модельные спектры $\varphi_k(E)$. Видно, что лучшие результаты дает представление спектра в виде линейной комбинации прямоугольников разной ширины.

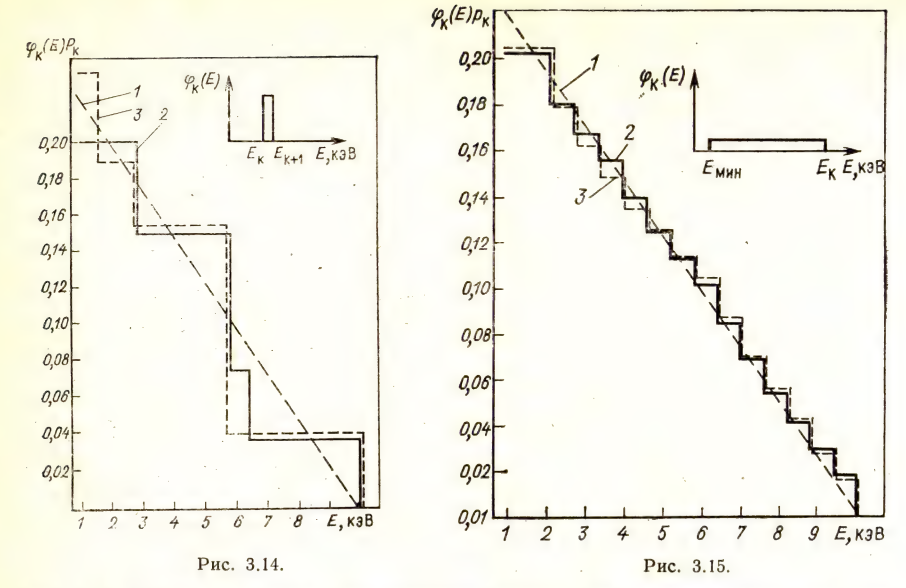


Рис. 3.14. Рис. 3.15.

Рис. 3.14. Решение задачи восстановления спектра при представлении его линейной комбинацией столбиков одинаковой ширины. Погрешность исходных данных 1%:

1 — модельный спектр (наклонная прямая); *2* — восстановленный спектр, соответствующий максимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k}p_k$; *3* — восстановленный спектр, соответствующий минимуму линейной комбинации $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k}p_k$

Рис. 3.15. Решение задачи восстановления спектра при представлении его линейной комбинацией прямоугольников разной ширины. Погрешность исходных данных 1%:

1 — модельный спектр (наклонная прямая); *2* — восстановленный спектр, соответствующий максимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k}p_k$; *3* — восстановленный спектр, соответствующий минимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k}p_k$

3.4.3. Влияние погрешности определения показаний детекторов

Влияние погрешности определения показаний детекторов на восстановление спектра покажем на примере системы детекторов, описанной в п. 3.4.2. Модельный спектр изображен на тех же рисунках, что и результаты.

На рис. 3.16 и 3.17 показано решение задачи восстановления при погрешности измерения показаний детекторов 10%.

Сравнение с рис. 3.14, 3.15 и 3.16, где изображены результаты восстановления спектра при погрешности измерения пока-

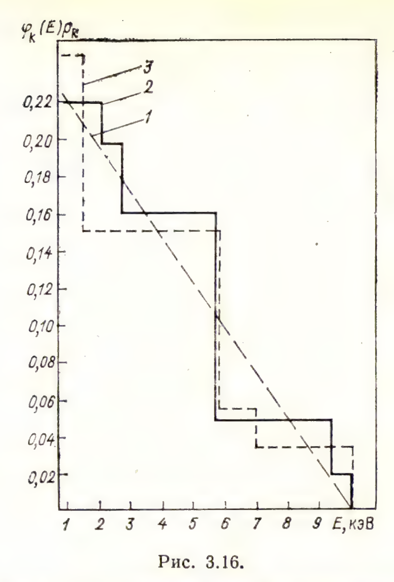


Рис. 3.16.

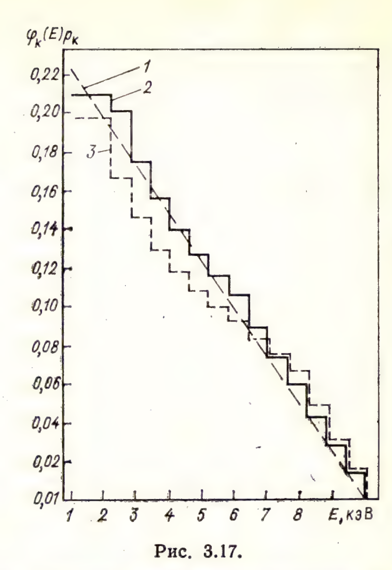


Рис. 3.17.

Рис. 3.16. Решение задачи восстановления спектра с теми же данными, что и на рис. 3.14, при погрешности исходных данных 10%:

1 — модельный спектр; *2* — восстановленный спектр, соответствует максимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k} p_k$;

3 — восстановленный спектр, соответствующий минимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k} p_k$

Рис. 3.17. Решение задачи восстановления спектра с теми же данными, что и на рис. 3.15, при погрешности исходных данных 10%:

1—модельный спектр; *2*—восстановленный спектр, соответствующий максимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k} p_k$;

3—восстановленный спектр, соответствующий минимуму $\sum_{k=1}^{15} a_{n+1,\,k} p_k$

заний детекторов 1 %, показывает значительное ухудшение решения при увеличении погрешности определения показаний детекторов.

3.4.4. Влияние ограничений

При решении задачи восстановления спектра в ряде случаев известны соотношения между интенсивностями элементов спектра. Учет такой дополнительной информации существенно влияет на решение задачи.

Так, например, если известно, что спектр спадающий, т. е. каждый последующий элемент спектра меньше предыдущего, то введение этого условия существенно улучшает решение.

Определенные условия могут быть наложены и на экстремальные спектры. Когда мы ищем максимальное и минимальное значения показаний $(n+1)$-го детектора, причем показания других n детекторов определены экспериментально, мы в общем случае не знаем ни спектра излучения, ни его энергии. Поэтому в ограничениях задачи нет ограничений ни на вид спектра, ни на энергию излучения. Если задача состоит в определении спектров излучения, которые вызывают определенные сигналы на выходах детекторов, то хотя энергия излучения и неизвестна, энергии экстремальных спектров целесообразно выбрать равными. Это ограничение оправдано потому, что экстремальные (и промежуточные) спектры должны иметь такую же суммарную энергию, как реальный спектр. Поскольку энергия излучения неизвестна, в ограничение задачи следует ввести условие равенства суммарных энергий экстремальных спектров.

3.4.5. Редукция к идеальному прибору

Идеальным в задаче спектрометрии будем называть такой детектор, спектральная характеристика которого отлична от нуля в узкой области спектра Δ_k, сравнимой с шириной столбика элементарного спектра. При этом действие k-го столбика единичной энергии на детектор дает отклик $a_{ik}=1$. Тогда из условия $a_i = \sum_{k=1}^{N} a_{ik} p_k$ следует, что $a_i = p_k$.

Сказанное можно доказать для более общего случая, если предположить, что в пределах области Δ_k спектр $\Phi(E)$ изменяется несущественно. Тогда для детектора со спектральной характеристикой $\alpha_i(E)$

$$a_i = \int_{\Delta_k} \alpha_i(E)\Phi(E)\,dE \approx \Phi(\bar{E}) \int_{\Delta_k} \alpha_i(E)\,dE.$$

Нормировка для $\alpha_i(E)$ выбирается так, чтобы $\int_{\Delta_k} \alpha_i(E)\,dE = 1$, тогда $a_i = \Phi(\bar{E})$.

Таким образом, взяв конечное число детекторов, можно определить спектр в конечном числе точек. Задачу восстановления спектра можно свести к задаче восстановления показаний некоторого гипотетического прибора (спектрометра) со спектральными характеристиками каждого канала, отличными от нуля только в узкой области спектра.

Взяв в качестве $(n+1)$-го детектора любой из детекторов с такими спектральными характеристиками, можно определить интервал энергии спектра в узкой области Δ_k и, повторяя процедуру, получить интервальную оценку всего спектра.

Глава 4

ВЗАИМОДЕЙСТВИЕ ИЗЛУЧЕНИЯ С ВЕЩЕСТВОМ

4.1. Потери энергии заряженной частицей при прохождении через вещество

Заряженная частица, проходя через вещество, теряет свою кинетическую энергию вследствие электромагнитного взаимодействия с электронами вещества. При этом происходит ионизация (отрыв электрона от атома) и возбуждение (электрон переходит на возбужденный уровень). В обоих случаях увеличение энергии электрона происходит за счет кинетической энергии регистрируемой заряженной частицы. Оба вида потерь (отрыв электрона от атома и возбуждение атома) называют ионизационными потерями.

Сначала определим энергию, передаваемую одному электрону, затем число электронов с данной энергией и затем определим энергию, теряемую частицей на единице пути.

4.1.1. Энергия, теряемая частицей при соударении с электроном

Рассмотрим прохождение через среду частицы с массой M, много большей, чем масса электрона m_e. Частица движется со скоростью v, ее заряд равен ze. Определим энергию, передаваемую частицей электрону среды. Будем считать, что электрон первоначально покоится. Электрон будем считать свободным, т. е. энергией связи электрона с атомом пренебрегаем. Допустим, что минимальное расстояние, на которое подходит частица к рассматриваемому электрону, равно b. При этом сила кулоновского взаимодействия равна $F=\frac{ze^2}{b^2}$. (Это максимальное значение силы.) Для определения импульса, передаваемого электрону, необходимо знать время взаимодействия Δt. Для грубой оценки можно принять, что частица взаимодействует с электроном на участке траектории равном $2b$. Тогда время взаимодействия $\Delta t=\frac{2b}{v}$ и передаваемый электрону импульс

$$\Delta p = F\Delta t = \frac{2ze^2}{bv}. \tag{4.1}$$

Кинетическая энергия, потерянная частицей и переданная электрону, равна

$$\Delta E = \frac{(\Delta p)^2}{2m_e} = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2}\,\frac{1}{b^2}. \tag{4.2}$$

4.1.2. Число электронов с энергией больше определенного значения

Число столкновений на единицу длины пути частицы, для которой b лежит в пределах от b до $b+\Delta b$, равно числу электро-

нов в цилиндрическом слое единичной длины, ограниченном цилиндрами с радиусами b и $b+\Delta b$. Если n_e — число электронов в 1 см^3, то в объеме $2\pi b db$ число электронов dN равно

$$dN=2\pi n_e b db. \tag{4.3}$$

Энергия, переданная электрону, равна

$$E_\delta = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2}\,\frac{1}{b^2}. \tag{4.4}$$

Дифференцируя это отношение, получаем

$$2bdb = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2}\,\frac{dE_\delta}{E_\delta^2}. \tag{4.5}$$

Подставляем полученное значение bdb в (4.3)

$$dN = 2\pi n_e \frac{z^2e^4}{m_e v^2}\,\frac{dE_\delta}{E_\delta^2}. \tag{4.6}$$

Интегрируя (4.6), получаем число электронов в диапазоне энергий от E'_δ до E_δ

$$N_\delta(E_\delta > E'_\delta) = \frac{2\pi z^2 e^4}{m_e v^2} n_e \int\limits_{E'_\delta}^{E_\delta} \frac{dE_\delta}{E_\delta^2} = \frac{2\pi e^4 z^2}{m_e v^2} n_e \left[\frac{1}{E'_\delta} - \frac{1}{E_\delta}\right]. \tag{4.7}$$

Максимальная энергия, передаваемая электрону. Максимальная энергия, переданная электрону частицей с массой M, может быть определена из законов сохранения энергии и импульса для упругого столкновения двух частиц. Для нерелятивистских энергий максимальная энергия E_δ, переданная электрону частицей с массой M и кинетической энергией E, равна

$$E_\delta = \frac{4m_e M}{(M+m)^2} E. \tag{4.8}$$

Для тяжелых частиц (при $M \gg m_e$) максимальная энергия, передаваемая электрону,

$$E_\delta^{\text{макс}} = \frac{4m_e}{M} E = \frac{4m_e}{M}\,\frac{Mv^2}{2} = 2m_e v^2. \tag{4.9}$$

Последний результат можно получить непосредственно, если считать, что тяжелая частица покоится, а электрон налетает на нее со скоростью v и отскакивает со скоростью $-v$ (как шарик от жесткой стенки). При этом импульс электрона меняется на величину $\Delta p_{\text{макс}}=2m_e v$ и, следовательно, энергия

$$E_\delta^{\text{макс}} = \frac{\Delta p_{\text{макс}}^2}{2m_e} = 2m_e v^2.$$

Эта величина вместе с тем определяет и минимальное значение параметра b. Подставляя значение $E_\delta^{\text{макс}}$ из (4.9) в (4.4), получаем

$$E_\delta^{\text{макс}} = 2m_e v^2 = \frac{2z^2e^4}{m_e v^2}\,\frac{1}{b_{\text{мин}}^2}, \tag{4.10}$$

Рис. 4.1. Число δ-электронов, образованных протоном с импульсом 1 ГэВ/с при прохождении 1 и 10 см аргона при нормальных условиях:

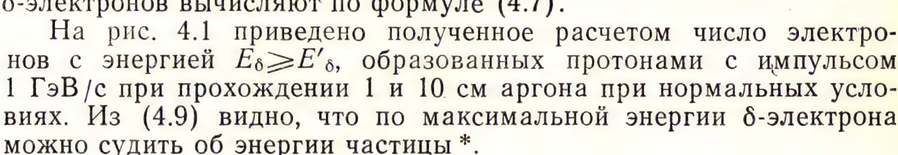
I — $E_0 = 13$ эВ; *II* — $\xi_1 = 150$ эВ; *III* — $\xi_{10} \doteq 1500$ эВ;

$$N(E_\delta > E_0) = \xi\left(\frac{1}{E_0} - \frac{1}{E_\delta}\right)$$

откуда

$$b_{\text{мин}} = \frac{ze^2}{m_e v^2}. \qquad (4.11)$$

δ-Электроны. Электроны с энергией большей, чем энергия, необходимая для ионизации среды, называют δ-электронами. δ-Электроны в свою очередь ионизуют среду. Число δ-электронов вычисляют по формуле (4.7).



На рис. 4.1 приведено полученное расчетом число электронов с энергией $E_\delta \geqslant E'_\delta$, образованных протонами с импульсом 1 ГэВ/с при прохождении 1 и 10 см аргона при нормальных условиях. Из (4.9) видно, что по максимальной энергии δ-электрона можно судить об энергии частицы *.

4.1.3. Определение энергии, теряемой частицей при прохождении слоя вещества

Чтобы вычислить энергию, теряемую частицей при соударении со всеми электронами с данными параметров b, надо вдоль линии движения частицы построить цилиндрический слой радиусом b, толщиной db и высотой dx. Объем этого слоя равен $V = 2\pi b\,db\,dx$. Число электронов в этом слое dN выражается формулой, аналогичной (4.3). В (4.3) вместо dx стоит 1.

$$dN = 2\pi n_e b\,db\,dx,$$

где n_e — число электронов в 1 см^3.

В результате взаимодействия со всеми электронами данного цилиндрического слоя (т. е. с электронами с параметром b) заряженная частица потеряет кинетическую энергию

$$dE = \Delta E \cdot 2\pi n_e b\,db\,dx = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2}\,\frac{db}{b}\,dx. \qquad (4.12)$$

Потери на единице длины равны

$$\frac{dE}{dx}(b) = \frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2}\left(\frac{db}{b}\right). \qquad (4.13)$$

---

*Так, например, если налетающая частица протон, то $E_\delta^{\text{макс}} = \frac{E_p}{500}$. Если налетает α-частица, то $E_\delta^{\text{макс}} = \frac{E_\alpha}{2000}$.

Полные потери энергии во всех слоях можно получить, если проинтегрировать $\frac{dE}{dx}(b)$ по всем возможным значениям параметра b:

$$-\frac{dE}{dx}=\int_{b_{\text{мин}}}^{b_{\text{макс}}}\frac{dE}{dx}bdb=\frac{4\pi n_e z^2 e^4}{m_e v^2}\ln\frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}}. \qquad (4.14)$$

Как было показано выше, значение параметра b не может быть меньше величины $b_{\text{мин}}$. Это обусловлено тем, что налетающая частица не может передать электрону энергию больше некоторой максимальной величины, которая в свою очередь определяет параметр b.

С другой стороны, при увеличении параметра b передаваемая электрону энергия уменьшается. При больших значениях b передаваемая энергия может оказаться недостаточной для возбуждения и ионизации атома. В нерелятивистском случае сила действует на электрон (как это было принято) в течение времени $\tau=2b/v$. Можно показать, что если величина $1/\tau$ много меньше частоты колебаний электрона в атоме, электрон не поглощает энергию, т. е. вероятность его перехода на высший уровень мала.

В релятивистском случае электрическое поле падающей частицы сокращается в направлении движения, а передаваемая энергия увеличивается в $\gamma=\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$ раз, где $\beta=v/c$. Продолжительность τ действия силы уменьшается до $\frac{2b}{v}\sqrt{1-\beta^2}$. При этом полный импульс силы не изменяется, так как он определяется произведением силы на продолжительность ее действия. Величину $b_{\text{макс}}$ выбирают из условия

$$\frac{1}{\nu}>\tau\approx\frac{2b\sqrt{1-\beta^2}}{v},$$

которое должно выполняться во всем интервале интегрирования по b. Тогда можно принять, что

$$b_{\text{макс}}=\frac{v}{\bar{\nu}\sqrt{1-\beta^2}},$$

где $\bar{\nu}$ — средняя частота колебаний в атомах поглощаемой среды.

Проведенная выше оценка $b_{\text{мин}}$ справедлива лишь в том случае, когда кулоновское поле падающей частицы мало изменяется на расстоянии, приблизительно равном длине волны Де-Бройля λ для электрона, рассматриваемого в системе координат, связанной с падающей частицей. В системе координат, в которой падающая частица покоится и которая для тяжелой частицы почти точно совпадает с системой координат, связанной с центром тяжести частиц, электрон обладает скоростью, близкой к v. Им-

пульс электрона в такой системе координат равен $\frac{mv}{\sqrt{1-\beta^2}}$, и поэтому согласно соотношению неопределенности $\lambda = \hbar\sqrt{1-\beta^2}/mv$.

Ясно, что только величины b, большие λ, имеют смысл. Отсюда получается квантово-механическое условие для $b_{мин}$

$$b_{мин\,квант} \approx \frac{h\sqrt{1-\beta^2}}{m_e v}.$$

При интегрировании в качестве нижнего предела следует пользоваться большей из двух величин $b_{мин.квант}$ и $b_{мин.клас}$. Оказывается, что следует пользоваться величиной $b_{мин.квант}$.

Подставляя значения $b_{макс}$ и $b_{мин.квант}$ в соотношение (4.14), получаем

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2} \ln \frac{m_e v^2}{h\bar{\nu}(1-\beta^2)}, \qquad (4.15)$$

где $\bar{\nu}$ — средняя частота колебаний электронов в атоме.

Более точный расчет потерь энергии в слое вещества для тяжелых частиц дает

$$-\frac{dE}{dx} = \frac{4\pi z^2 e^4 n_e}{m_e v^2}\left(\ln \frac{2m_e v^2}{\bar{I}(1-\beta^2)} - \beta^2\right), \qquad (4.16)$$

где $\bar{I}$ — средний ионизационный потенциал атомов поглощающего вещества. Эта величина определяется экспериментально. Для оценочных расчетов можно принять, что $\bar{I} = 13{,}5Z$ эВ, где Z — порядковый номер элемента. Значения $\bar{I}$ для некоторых веществ приведены в табл. 4.1.

Таблица 4.1. **Средний ионизационный потенциал $\bar{I}$,** эВ

Элемент	$\bar{I}$	Элемент	$\bar{I}$
He	64	Cu	371
C	78	Pb	1070
Al	166	Воздух	94

Потери энергии удобно выражать в единицах $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}$, так как в этом случае зависимость $\frac{1}{\rho}\frac{dE}{dx}$ мало зависит от природы вещества (рис. 4.2,*а*).

Ионизационные потери электронов. Формула (4.16) не может быть применена к электронам, так как при ее выводе предполагалось, что при столкновении с электроном падающая частица практически не отклоняется, кроме того, не были учтены обменные эффекты, обусловленные тождественностью взаимодействующих частиц.

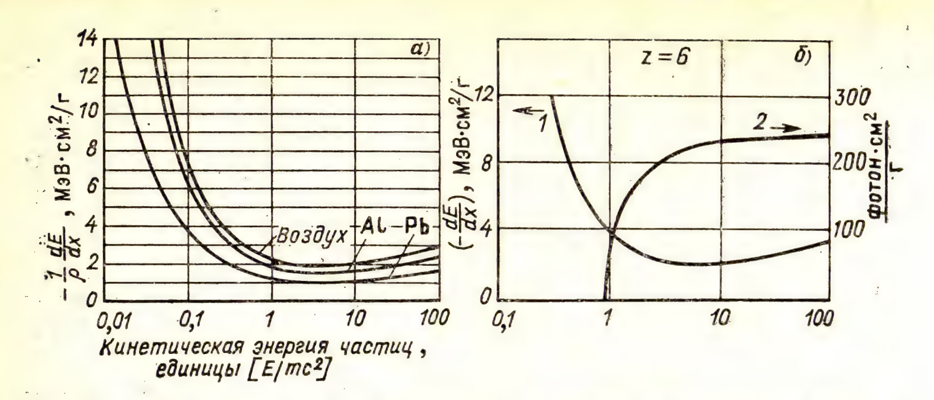


Рис. 4.2. Потери энергии на ионизацию и излучение Вавилова — Черенкова: *а* — ионизационные потери; *б* — потери энергии на ионизацию (*1*); *1* — сравнение потерь энергии на ионизацию; *2* — излучение Вавилова — Черенкова

В действительности если падающая частица является электроном, то пренебречь отклонением его при соударении с атомным электроном нельзя.

Бете дал следующую формулу для энергии, теряемой электроном при соударении с электроном среды:

$$-\frac{dE}{dx}=\frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2}\left[\ln\frac{m_e v^2 T_e}{2\bar{I}^2(1-\beta^2)}-\ln 2\left(2\sqrt{1-\beta^2}-1+\beta^2\right)+1-\beta^2\right], \tag{4.17}$$

где $\bar{I}$ — средний ионизационный потенциал атомов поглотителя; T_e — релятивистская кинетическая энергия электрона.

Зависимость от массы и заряда частицы. Для тяжелых частиц, проходящих через одинаковые поглотители и имеющих одинаковые заряды, величина $-\frac{dE}{dx}$ является функцией только скорости v. Поэтому две частицы, имеющие одинаковые заряды и скорости, будут иметь одинаковые значения $\frac{dE}{dx}$. При этом их кинетические энергии будут различны. При одинаковой скорости энергии частиц относятся, как их массы. Поэтому если величина $\frac{dE}{dx}$ известна как функция энергии, например, для протона массой M_p, то она может быть найдена для любой другой частицы с единичным зарядом и массой M путем умножения значения энергии на величину отношения масс M/M_p.

Для падающих частиц с другим зарядом величина ионизационных потерь должна быть умножена на отношение $z^2/z^2{}_p=z^2$, где z — заряд частицы.

Зависимость ионизационных потерь от свойств среды. Ионизационные потери зависят от числа электронов в 1 см³ (электронной плотности n_e) и от среднего потенциала ионизации $\bar{I}$.

Электронная плотность n_e, как известно, пропорциональна заряду ядра Z. Поэтому ионизационные потери частицы, движущейся в среде с зарядом ядра Z, при прочих равных условиях будут в Z раз больше, чем в водороде (и соответственно в Z/Z_1 раз, если заряд ядра в первом веществе равен Z_1). Так, например, ионизационные потери частицы, движущейся в свинце, будут превышать ионизационные потери в углероде примерно в 14 раз

$$Z_{Pb}/Z_C \approx 82/6 \approx 14.$$

Таким образом, линейные потери энергии $-\frac{dE}{dx}$ сильно изменяются при переходе от одной среды к другой. Если ввести вместо линейных потерь величину $-\frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho}$, где ρ — плотность среды, то полученная величина — массовые ионизационные потери — будут зависеть от природы вещества существенно меньше. Действительно, отношение n_e/ρ мало меняется от вещества к веществу. Поскольку атомный номер Z растет медленнее, чем атомная масса A, то отношение n_e/ρ уменьшается для тяжелых элементов. Действительно, для гелия $Z/A = 0{,}5$, для урана $Z/A = 0{,}39$. Однако это изменение невелико, поэтому величина $\frac{dE}{dx}\frac{1}{\rho}$ более удобна, чем $\frac{dE}{dx}$, для проведения оценочных расчетов.

При выводе формулы (4.16) не учитывалось влияние экранирования поля частицы электронами, находящимися между пролетающей частицей и электроном, с которым она взаимодействует. Это экранирование уменьшает ионизационные потери, особенно для электронов с большим значением параметра b. Экранирование тем больше, чем больше плотность электронов, поэтому уменьшение удельных потерь за счет этого эффекта называют эффектом плотности. В конденсированных средах эффект плотности проявляется существенно сильнее, чем в разреженных.

Так, в конденсированных средах рост ионизационных потерь при релятивистской скорости [определяемый членом $1-\beta^2$ в формуле (4.16), который обусловлен лоренцевым сокращением продольного кулоновского поля и соответствующим расширением поперечного, что приводит к увеличению доли энергии, передаваемой удаленным электроном] проявляется существенно сильнее, чем в разреженных. В разреженных газах релятивистский рост достигает 60 %. Для конденсированных сред он составляет примерно 10 %.

Роль δ-электронов в процессе детектирования излучения весьма велика. Здесь мы обратим внимание только на одно важное обстоятельство, поскольку оно имеет непосредственное отношение к определению ионизационных потерь. Дело в том, что в ряде детекторов излучений для образования ионизационного эффекта, который можно зарегистрировать, необходима энергия больше

некоторой пороговой величины. Иначе говоря, в таких детекторах регистрируемый эффект возникает только под действием δ-электронов с энергией больше определенной величины. Так, например, в пузырьковых камерах для образования пузырька требуется энергия, равная нескольким сотням электрон-вольт. Это означает, что пузырьки образуют только те δ-электроны, энергия которых превышает некоторое пороговое значение. δ-Электроны меньшей энергии вообще не будут давать вклад в ионизационный эффект. Аналогичная ситуация возникает и в других типах детекторов.

Потери энергии медленными частицами. Если скорость движения частицы с зарядом z в среде больше, чем $v_0 z$, где v_0 — скорость электрона на первой орбите атома водорода, $v_0 = 2{,}19 \cdot 10^8$ см/с, то частица движется в веществе, не захватывая электронов. Ее кинетическая энергия расходуется в основном на ионизацию и возбуждение вещества. При скорости частицы меньше $v_0 z$ частица захватывает электроны среды. Заряд движущейся в веществе частицы, захватившей электроны, носит название равновесного заряда. Равновесный заряд частицы уменьшается при уменьшении ее скорости. При одной и той же скорости равновесный заряд частицы тем меньше, чем больше Z вещества. Это приводит к тому, что потери энергии на единице длины в веществе с большим Z оказываются меньше, чем в веществе с малым Z. Поэтому пробег иона определенной энергии в веществе с большим Z оказывается больше. Так, например, пробег иона $^{124}_{56}$Ba с энергией 58 МэВ в мишени из тантала равен $(5{,}7 \pm 0{,}5)$ мг/см^2, а в мишени из ниобия равен $(3{,}9 \pm 0{,}3)$ мг/см^2.

4.1.4. Ионизационные потери энергии в реальных детекторах

Исследование ионизационных потерь энергии с помощью различных детекторов показало, что между результатами эксперимента и предсказаниями теории имеется ряд расхождений. В качестве примера приведем только данные по трековым детекторам.

1. Релятивистское возрастание плотности зерен* на следах частиц в ядерной эмульсии увеличивается с уменьшением ее чувствительности.

2. Измеренный релятивистский рост плотности следов в пузырьковых камерах, заполненных тяжелыми жидкостями, оказался существенно больше ожидаемого. Он намного превышает релятивистский рост ионизации, определенный с помощью сцинтилляционных детекторов, имеющих сходный состав и плотность.

Оба эффекта обусловлены тем, что как для образования микрокристалла серебра в ядерной эмульсии, так и для образования пузырька в пузырьковой камере необходима вполне определенная энергия $\omega_м$. Эта энергия существенно превышает потенциал иони-

---

* Плотность следа определяется числом капель (пузырьков, зерен) на единицу длины.

зации наружных электронных оболочек атомов. Наличие такого порога приводит к тому, что микрокристаллы в ядерной эмульсии и пузырьки в пузырьковой камере возникают только в результате столкновений, сопровождающихся большими передачами энергии. Тем самым значительно увеличивается относительный вклад столкновений с малым параметром b, для которых эффект поляризации среды выражен слабее.

При уменьшении чувствительности эмульсии для образования микрокристаллов требуется большая передача энергии. При этом влияние эффекта плотности уменьшается. В результате релятивистское возрастание плотности зерен на следе частицы увеличивается.

В пузырьковых камерах энергетический порог образования пузырька в тяжелых жидкостях выше, чем в легких. Поэтому релятивистский рост плотности пузырьков вдоль следа частицы в пузырьковых камерах, заполненных тяжелыми жидкостями, проявляется сильнее, чем в камерах, заполненных легкими жидкостями.

Пороговый характер образования пузырьков в перегретой жидкости (и пороговый характер образования микрокристаллов в ядерной эмульсии) приводит к тому, что вклад столкновений с малыми передачами энергии, которые наиболее подвержены влиянию поляризации среды, уменьшается (эти столкновения не дают регистрируемого эффекта). В результате этого релятивистский рост ионизации оказывается значительным. Она растет с увеличением порога образования пузырька (или микрокристалла). Для правильного учета явлений, связанных с существованием энергетического порога регистрируемых эффектов, а также с тем обстоятельством, что в некоторых случаях энергия образующихся быстрых δ-электронов выходит из чувствительной области детектора, в формулу для ионизационных потерь вводят так называемый эффективный атомный номер, плотность электронов и средний потенциал ионизации.

Обобщенное выражение для удельных ограниченных потерь энергии имеет вид (для частицы с $z=1$)

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{T_0'} = \frac{2\pi n_e' e^4}{m_e v^2}\left[\ln\frac{2m_e v^2 T_0'}{(I')^2(1-\beta^2)} - \beta^2 - \Delta_E'\right]. \qquad (4.18)$$

Это выражение похоже на формулу (4.16), но содержит эффективное значение электронной плотности n'_e, эффективный средний потенциал ионизации I', которые зависят от граничной энергии T'_0. Частица как бы движется в среде с меньшей электронной плотностью, но прежними атомной массой и плотностью (Δ'_E — поправка на эффект плотности среды).

4.1.5. Излучение Вавилова — Черенкова

Излучение Вавилова — Черенкова возникает при движении заряженной частицы в среде, если скорость частицы превышает скорость света c/n, где n — показатель преломления среды. Поте-

ри энергии на излучение Вавилова — Черенкова составляют малую долю от ионизационных потерь (примерно 10^{-3} в конденсированных средах и 10^{-2} в газах). Однако свойства этого излучения (существование порога, направленность, малая длительность) широко используются в детекторах частиц высокой энергии.

На рис. 4.2, *б* приведена зависимость потерь энергий на ионизацию и черенковское излучение от скорости частицы. Свойства излучения и применение его для детектирования частиц рассмотрим в гл. 10.

4.1.6. Переходное излучение

Переходное излучение возникает при прохождении заряженной частицы через неоднородную среду. Свойства излучения и применение его для детектирования частиц рассмотрены в гл. 10.

4.1.7. Радиационные потери энергии быстрых электронов

Потери энергии на излучение $\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}}$ пропорциональны квадрату ускорения, а для частиц с равными зарядами обратно пропорциональны квадрату массы частицы. Поэтому радиационные потери наиболее существенны для самых легких заряженных частиц электронов.

Расчет показывает, что

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}} \approx Z_{\text{ср}}^2 nE_e, \tag{4.19}$$

где $Z_{\text{ср}}$ — заряд ядер среды; n — число атомов в 1 см^3; E_e — кинетическая энергия электронов.

Для отношения радиационных потерь к ионизационным справедлива приближенная формула

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}} \Big/ \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \approx \frac{E_e Z_{\text{ср}}}{1600 m_e c^2}. \tag{4.20}$$

Если E_e измерять в мегаэлектрон-вольтах, то

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{изл}} \Big/ \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{ион}} \approx \frac{E_e Z_{\text{ср}}}{800}. \tag{4.21}$$

С увеличением энергии электрона угол вылета кванта тормозного излучения θ уменьшается (кванты летят близко к направлению движения частицы). Средний угол вылета

$$\overline{\theta} \approx \frac{m_e c^2}{E_e} \tag{4.22}$$

быстро уменьшается с увеличением энергии электрона.

Энергия электрона, при которой его ионизационные потери становятся равны радиационным, носит название критической. Приближенное $E_{кр}$ можно оценить с помощью соотношения (4.21), если приравнять ионизационные и радиационные энергии, откуда видно, что

$$E_{кр} \approx \frac{800}{Z_{ср}}. \qquad (4.23)$$

Радиационная длина. Для электронов с энергией выше критической изменение энергии за счет радиационных потерь в зависимости от пройденного в среде расстояния описывается экспоненциальным законом

$$E = E_0 \exp(-x/x_0). \qquad (4.24)$$

Для электронов с энергией выше критической потери энергии на тормозное излучение становятся основным видом потерь. Энергия, теряемая электроном в одном акте, приводящем к тормозному излучению, равна $h\nu$.

Полная энергия, потерянная электроном, может излучаться в виде одного кванта большой энергии либо в виде нескольких квантов меньшей энергии. На пути, равном радиационной длине, электрон с энергией больше критической в среднем испускает один квант с энергией порядка энергии самого электрона.

Расстояние x_0, на котором энергия электрона в результате радиационного торможения уменьшается в e раз, называется радиационной длиной.

Действительные значения $E_{кр}$ и радиационной длины приведены в табл. 4.2.

Таблица 4.2. **Значения критической энергии $E_{кр}$ и радиационной длины для различных веществ**

Вещество	$E_{кр}$, МэВ	x_0, г/см²	Вещество	$E_{кр}$, МэВ	x_0, г/см²
Водород	340	58	Аргон	34,5	19,4
Гелий	220	85	Железо	24	13,8
Углерод	103	42,4	Медь	21,5	12,8
Азот	87	38	Свинец	6,9	5,8
Кислород	77	34,2	Воздух	83	36,5
Алюминий	47	23,9	Вода	93	35,9

Критическая энергия для тяжелых частиц примерно в $\left(\frac{M}{m_e}\right)^2$ раз больше, чем критическая энергия для электронов.

Спектр излучения. Тормозное излучение имеет сплошной спектр: энергия фотонов, излучаемых в элементарном акте $h\nu$, лежит в пределах от нуля до $h\nu_{макс}$

$$\nu_{макс} = \frac{E_e}{h}, \qquad (4.25)$$

где E_e — кинетическая энергия электрона до столкновения с ионом.

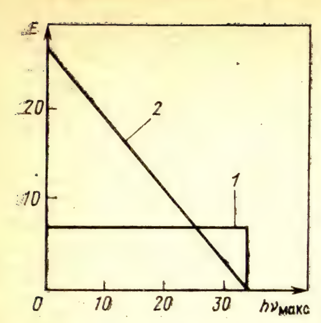


Рис. 4.3. Спектр тормозного излучения для тонкого (*1*) и толстого (*2*) слоев

Частотный спектр излучения для элементарных актов торможения нерелятивистских электронов, заданный начальной энергией E_e, в грубом приближении может быть изображен в виде прямоугольника (рис. 4.3).

Интенсивность тормозного излучения, генерируемого в толстом слое вещества, представляет собой близкую к наклонной прямой линию (рис. 4.3). Такой характер спектра обусловлен тем, что скорость электрона в отличие от предыдущего случая с глубиной уменьшается.

При относительно низких энергиях электрона ($E_e \ll m_e c^2$) интенсивность излучения имеет максимум в направлении, нормальном направлению движения электрона. Для электронов высокой энергии ($E_e \gg m_e c^2$) кванты тормозного излучения испускаются в виде узкого пучка со средним углом $\theta = \dfrac{m_e c^2}{E_e}$.

4.1.8. Тормозное рентгеновское излучение протонов

Проходя через вещество, протон образует δ-электроны. Эти электроны теряют свою энергию на ионизацию, возбуждение среды и тормозное излучение. Полная энергия возникающего при торможении δ-электронов излучения составляет примерно 10^{-6} от энергии протона.

При торможении протона на электронах также возникает тормозное излучение. Его можно вычислить, перейдя в систему координат, неподвижную относительно протона. В этой системе протон покоится, на него налетают электроны. При рассеянии на протоне электрон испускает квант тормозного излучения. Таким образом, в системе координат, где протон покоится, возникает обычное тормозное излучение электрона на протоне. Переход в систему координат, где покоится электрон и на него налетает протон, позволит определить возникающее в лабораторной системе координат тормозное излучение. Оказывается, что его интенсивность составляет менее 10 % излучения, возникающего при торможении δ-электронов. Так, например, для протонов с энергией 70 МэВ (скорость $1{,}2 \cdot 10^{10}$ см/с), тормозящихся в алюминии, полная энергия рентгеновского излучения составляет 30 эВ, причем δ-электроны дают тормозное излучение с полной энергией 27 эВ. Число квантов, излучаемых в телесном угле, который равен 1 ср, составляет 10^{-4}.

4.1.9. Флуктуации ионизационных потерь

Флуктуации потерь энергии обусловлены тем, что число столкновений с электронами при прохождении данного слоя вещества и теряемая в каждом столкновении энергия являются случайными

величинами. Прицельный параметр меняется от $b_{\text{макс}}$ до $b_{\text{мин}}$, соответственно изменяется энергия, теряемая частицей, от энергии, равной энергии возбуждения или ионизации атома, до максимальной энергии, определяемой формулой (4.9). О флуктуациях числа образующихся носителей заряда см. разд. 6.2.

4.1.10. Многократное рассеяние заряженных частиц в веществе

Для малых углов рассеяния θ угол θ приблизительно равен отношению $\frac{\Delta p}{p}$. Если частица имеет заряд ze, а рассеяние происходит на ядре с зарядом $Z_{\text{ср}}$, то отношение $\frac{\Delta p}{p}$ равно [см. (4.1)]

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{\Delta p}{p} = \frac{2zZ_{\text{ср}}e^2}{bvp}, \tag{4.26}$$

где b — прицельный параметр.

Для нерелятивистского случая $p=Mv$, где M — масса частицы; v — ее скорость, получим:

$$\operatorname{tg}\theta = \frac{2zZ_{\text{ср}}e^2}{Mbv^2} \tag{4.27}$$

или, поскольку для малых углов

$$\operatorname{tg}\frac{\theta}{2} \approx \frac{\theta}{2} \approx \frac{zZ_{\text{ср}}e^2}{Mbv^2}. \tag{4.28}$$

Заметим, что точный кваново-механический расчет дает ту же самую формулу, если поле ядра является точно кулоновским. Формула справедлива, если минимальное расстояние b больше радиуса ядра.

При прохождении через слой вещества частицы испытывают многократное рассеяние. Угол результирующего отклонения является статистической суммой малых углов отклонения в индивидуальных актах рассеяния

$$\overline{\theta_N^2} = \sum_{i=1}^{N} \overline{\theta_i^2}, \tag{4.29}$$

где N — число столкновений; θ_i — отклонение в каждом из столкновений.

Многократное рассеяние характеризуют средним квадратом полного угла отклонения $\overline{\theta^2}$. Детальная теория многократного рассеяния весьма сложна, поэтому приведены здесь лишь основные результаты.

Для тонкого поглотителя можно считать, что

$$\overline{\theta^2} = \frac{8\pi N Z_{\text{ср}}^2 z^2 l e^4}{v^2 p^2} \ln\frac{b_{\text{макс}}}{b_{\text{мин}}}, \tag{4.30}$$

где l — длина пути частицы; N — число ядер в 1 см^3 вещества.

Максимальное и минимальное значения b ограничены условиями экранирования и максимальным углом рассеяния. Тогда

$$\overline{\theta}^2 = \frac{8\pi N l z^2 Z_{\text{ср}}^2 e^4}{v^2 p^2} \ln \frac{a_0 v_p}{2Z^{4/3} z e^2}, \qquad (4.31)$$

a_0 — боровский радиус ($a_0 = \hbar^2 m_e e^2 = 5{,}29 \cdot 10^{-13}$ см).

Угол отклонения сильно растет с увеличением атомного номера элементов, входящих в состав поглощающего вещества. В классическом случае произведение $vp = mv^2$. В релятивистском случае $vp \approx cp = E$, и тогда

$$\overline{\theta}^2 \sim \frac{Z_{\text{ср}}^2}{E^2}, \qquad (4.32)$$

где E — кинетическая энергия; $Z_{\text{ср}}$ — заряд ядра. Выражение (4.32) выявляет главную особенность формулы (4.31).

Для свинца и для воздуха соответственно

$$\overline{\theta}_{\text{Pb}}^2 \approx \frac{6 \cdot 10^8 l}{E^2}; \quad \overline{\theta}_{\text{в}}^2 \approx \frac{7 \cdot 10^3 l}{E^2},$$

где E дано в килоэлектрон-вольтах.

Вследствие многократного рассеяния действительная длина пути частицы в слое поглотителя (пробег) может значительно превышать толщину слоя. Особенно сильно этот эффект проявляется для легких частиц, проходящих через вещество с большим $Z_{\text{ср}}$.

4.1.11. Пробег заряженной частицы в веществе

Пробег заряженной частицы в веществе можно определить непосредственно, интегрируя уравнение $-\frac{dE}{dx} = f(E)$:

$$x = -\int_{E_0}^{0} \frac{dE}{f(E)} = \int_{0}^{E_0} \frac{dE}{f(E)} = R. \qquad (4.33)$$

Грубая оценка может быть получена, если принять, что

$$f(E_0) \sim \frac{1}{v^2} \sim \frac{1}{E}.$$

Тогда в нерелятивистском случае

$$R \sim \frac{E_0^2}{2} \sim v^4. \qquad (4.34)$$

Лучшим приближением для величины пробега является

$$R \sim E^{3/2} \sim v^3.$$

Приближенная формула зависимости пробега α-частицы от энергии в воздухе при 15 °C и 0,1 МПа такова:

$$R \approx 0{,}309\ E^{3/2}\ \text{см},$$

где E, МэВ ($4 > E > 7$). При меньших энергиях величина пробега пропорциональна $E^{3/4}$, при более высоких энергиях E^2.

Эмпирическая формула, позволяющая рассчитать пробег α-частицы в веществе с атомным номером A, имеет вид

$$R_A = 0{,}56RA^{1/3},$$

где R — пробег α-частицы в воздухе при 15 °С и 0,1 МПа, выраженный в сантиметрах.

Для других тяжелых частиц, например для протонов той же скорости; пробег R_A выражен в мг/см².

$$R_p(v) = \frac{M_p Z_\alpha^2}{M_\alpha Z_p^2} R_\alpha(v) - C.$$

Постоянная C учитывает процессы захвата и потери электронов при малых энергиях. Для частиц с одинаковым зарядом $C = 0$.

Эмпирические зависимости пробега от энергии для электронов $R_\beta = 0{,}542E - 0{,}133$ для $0{,}8 < E < 3$ МэВ; $R_\beta = 0{,}407E - 1{,}38$ для $0{,}15 < E < 0{,}8$ МэВ, где R_β — пробег, г/см²; E — энергия электрона, МэВ (пробег в Al).

Пробег заряженной частицы в веществе удобно измерять в граммах на квадратный сантиметр. Если взять слой вещества плотностью ρ и сечением 1 см², то масса этого слоя пропорциональна его толщине R.

Пробег, выраженный в граммах на квадратный сантиметр, практически мало зависит от природы вещества. Это обусловлено тем, что число электронов в одном грамме вещества, определенное отношением $\frac{Z}{A} \approx n_e$, изменяется несущественно (от 0,5 для гелия до 0,39 для урана). Так как пробег заряженной частицы в основном определяется ионизационными потерями, и последние при прочих равных условиях пропорциональны n_e, то пробег, выраженный в граммах на квадратный сантиметр, несущественно зависит от вещества (так же как и ионизационные потери энергии, выраженные в единицах мегаэлектрон-вольт-квадратный сантиметр на грамм).

При применении формул для пробега и поглощения необходимо учитывать рассеяние частиц в поглотителе. Из-за рассеяния действительная длина пути частицы в слое поглотителя может существенно превышать толщину слоя.

На основании формулы для пробега частицы, примененной к пучку, который проходит слой поглотителя без рассеяния, можно построить кривую зависимости числа частиц, прошедших через поглотитель (кривую ослабления), как функцию толщины слоя. Для тяжелых частиц (α-частиц, протонов) такая кривая приведена на рис. 4.4. Кривая имеет плато и резко спадает в конце пробега. Для электронов подобная кривая приведена на рис. 4.4,*б*. Уменьшение числа электронов, проходящих слой вещества, объясняется их рассеянием.

Вообще рассеяние электронов и более тяжелых частиц, обладающих одинаковой энергией, в одном акте примерно одинаково.

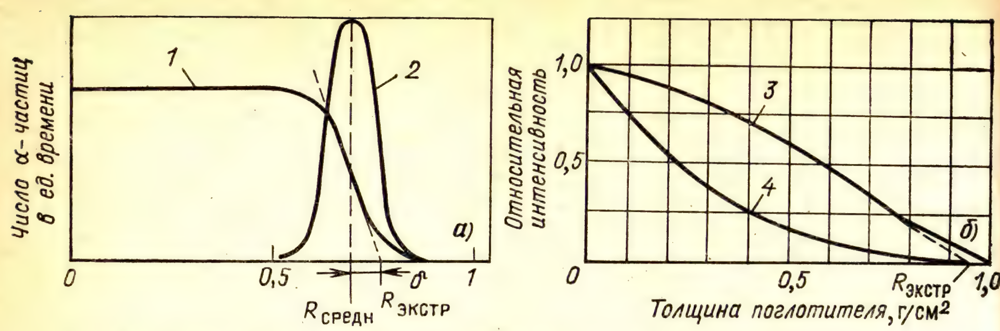


Рис. 4.4. Кривая ослабления для тонкого источника моноэнергетических α-частиц (*а*) и моноэнергетических электронов и β-спектра (*б*):

1 — интегральная кривая; *2* — дифференциальная кривая; *3* — моноэнергетические электроны, $E=1{,}9$ МэВ; *4* — β-излучение, $E_{\text{макс}}=1{,}9$ МэВ

Однако вследствие того, что пробег электрона в веществе много больше пробега протона, большие углы рассеяния наблюдаются чаще для легких частиц, чем для тяжелых. При грубой оценке

$$\sqrt{\overline{\theta^2}} \approx Z_{\text{сред}}/E_{\text{кин}}. \quad (4.35)$$

Пробег обычно характеризуют средним значением [максимум дифференциальной кривой *2* (рис. 4.4)]. Кроме того, для кривой ослабления вводят понятие — экстраполированный пробег. Этот пробег находят, экстраполируя наклонный участок кривой ослабления до пересечения с осью абсцисс. Для α-частиц ^{216}Po с $E_\alpha=$ $=5{,}3$ МэВ средний пробег в воздухе равен 3,842 см, а экстраполированный около 3,879.

4.2. Взаимодействие фотонов высокой энергии с веществом

Основными видами взаимодействия фотонов высокой энергии с веществом являются: фотоэффект, эффект Комптона и образование электронно-позитронных пар. Ядерный фотоэффект начинает играть заметную роль только при высоких энергиях фотонов и здесь не рассматривается.

В результате любого из перечисленных взаимодействий возникает электрон или электронно-позитронная пара, т. е. возникают заряженные частицы, способные ионизовать атомы среды. Таким образом, фотоны могут быть зарегистрированы и исследованы по ионизационному эффекту, создаваемому вторичными заряженными частицами. Поэтому с этой точки зрения интерес прежде всего представляет энергетическое и пространственное распределение возникающих в результате взаимодействия фотонов с веществом заряженных частиц.

4.2.1. Фотоэффект

Фотоэффект — это поглощение фотона электроном, связанным с атомом. При этом электрону передается вся энергия фотона. Кинетическая энергия электрона равна

$$E_e = E_\gamma - E_i, \qquad (4.36)$$

где E_γ — энергия фотона; E_e — энергия электрона; E_i — потенциал ионизации i-й оболочки атома. (Энергией отдачи атома пренебрегаем из-за ее малости.)

Освободившееся в результате фотоэффекта место в электронной оболочке заполняется электронами с вышерасположенных оболочек. Этот процесс сопровождается испусканием рентгеновского излучения или испусканием электронов Оже. Последний процесс связан с непосредственной передачей энергии возбуждения атома электрону этого же атома.

Фотоэффект невозможен на свободном электроне. Процесс не происходит потому, что при этом не выполняются законы сохранения импульса и энергии.

Действительно, предположим, что фотоэффект на свободном электроне происходит. Тогда согласно законам сохранения энергии и импульса должны выполняться следующие равенства:

$$E_\gamma = m_e c^2 \left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 \right); \qquad (4.37)$$

$$\frac{E_\gamma}{E} = \frac{m_e \beta c}{\sqrt{1-\beta^2}}. \qquad (4.38)$$

Из этих двух выражений получаем

$$\frac{E_\gamma}{m_e c^2} = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1 = \frac{\beta}{\sqrt{1-\beta^2}} \quad \text{или}$$

$(1-\beta)^2 = 1 - \beta^2$.

Последнее уравнение удовлетворяется только для частиц с нулевой массой покоя, и, следовательно, не имеет физического смысла для частиц с массой, отличной от нуля.

Таким образом, фотоэффект возможен только на связанном электроне. В этом случае часть импульса фотона передается атому. Чем меньше энергия связи электрона с атомом по сравнению с энергией фотона, тем меньше вероятность фотоэффекта. Поэтому вероятность фотоэффекта уменьшается при увеличении энергии фотона; увеличивается при увеличении энергии связи электрона в атоме и увеличении атомного номера.

На рис. 4.5 показана зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона. Видно, что при больших энергиях фотонов (когда энергия фотона много больше энергии связи электрона в атоме) вероятность фотоэффекта мала. По мере уменьшения энергии фотона вероятность фотоэффекта растет сначала по закону $\frac{1}{E_\gamma}$, а затем по мере приближения энергии фотона к потенциалу ионизации на K-оболочке по закону $\frac{1}{(E_\gamma)^{7/2}}$. Сечение фотоэффек-

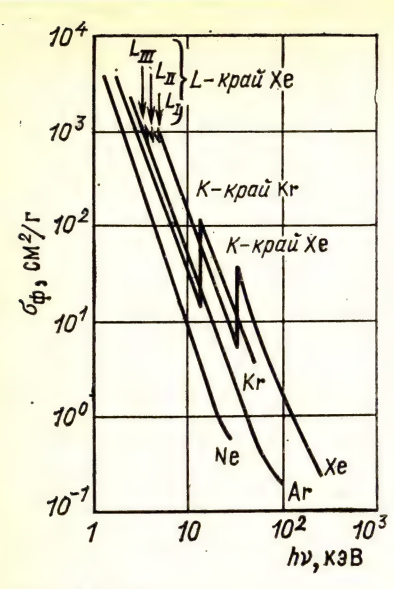


Рис. 4.5. Зависимость сечения фотоэффекта от энергии фотона

та растет до тех пор, пока энергия фотона не сделается равной потенциалу ионизации для K оболочки ($E_\gamma = I_k$). При дальнейшем уменьшении энергии фотона фотоэффект на K-оболочке становится невозможен и на кривой будет наблюдаться резкий вертикальный скачок, называемый K-скачком поглощения. При дальнейшем уменьшении энергии фотона вероятность фотоэффекта снова начинает расти. Рост прекращается при $E_\gamma = I_L$, где наблюдается новый скачок сечения, связанный с поглощением на L-оболочке, и т. д.

Фотоэффект в принципе может произойти на любой электронной оболочке. Но если энергия фотона превышает энергию связи электрона на K-оболочке, т. е. $E > I_k$, то эффект идет преимущественно с вырыванием электрона с K-оболочки.

В табл. 4.3 приведены значения энергии, соответствующие краю поглощения на K-, L- и M-оболочках для ряда элементов. L- и M-оболочки имеют подоболочки в соответствии с различными значениями орбитального и полного моментов. L-оболочка имеет три подоболочки, а M — пять.

Таблица 4.3. **Энергии, соответствующие краю поглощения на K-, L- и M-оболочках, кэВ**

Оболочка	Al	Si	Fe	Cu	Ge	Ag	I	Xe	Cs	Pb
K	1,56	1,84	7,11	8,98	11,1	25,5	33,5	34,7	36,0	88,0
L_I	—	—	—	—	—	3,8	5,2	5,5	5,7	15,9
L_{II}	—	—	—	—	—	3,5	4,9	5,1	5,4	15,2
L_{II}	—	—	—	—	—	3,4	4,6	4,8	5,0	13,0
M_I	—	—	—	—	—	—	—	—	1,2	3,9

Селективный характер фотопоглощения (существования K-, L-, M-скачков) можно использовать для определения энергии кванта фотонного излучения.

Вероятность фотоэффекта очень сильно зависит от заряда Z ядра элемента, на котором происходит фотоэффект: сечение фотоэффекта $\sigma_ф$ изменяется примерно как Z^5. Это объясняется тем, что при малых Z электроны связаны кулоновскими силами ядра относительно слабее, чем в элементах с большим Z. Характер за-

висимости определяется отношением энергии фотона к энергии связи электрона на K-оболочке.

Для $$\frac{E_\gamma}{I_K} \gg 1 \quad \sigma_ф \sim Z^5/E_\gamma. \qquad (4.39)$$

Для $$\frac{E_\gamma}{I_K} > 1 \quad \sigma_ф \sim Z^5/E^{7/2}. \qquad (4.40)$$

Таким образом, фотоэффект играет существенную роль для тяжелых веществ с большим Z. В веществах с малым Z фотоэффект играет существенную роль только при относительно небольших энергиях фотонов. Доля фотоэффекта по сравнению с другими эффектами взаимодействия с веществом падает с увеличением энергии фотона и растет с увеличением Z.

Формулы для сечения фотоэффекта на K-оболочке $(\sigma_ф)_K$, полученные методами квантовой электродинамики, приведены ниже:

при малых $h\nu$ $(\sigma_ф)_K = 1{,}09 \cdot 10^{-16} Z^5\, [13{,}61/h\nu(эВ)]^{7/2}$ см^2; (4.41)

при $h\nu \gg m_e c^2$ $(\sigma_ф)_K = 1{,}34 \cdot 10^{-33} Z^5 [1/h\nu\ (МэВ)]$ см^2. (4.42)

Эти формулы позволяют рассчитать сечение фотоэффекта на электронах K-оболочки. Для определения сечения фотоэффекта на L- и M-оболочках можно пользоваться формулами

$$\frac{\sigma_L}{\sigma_K} \approx \frac{1}{5} \text{ и } \frac{\sigma_M}{\sigma_L} \approx \frac{1}{4}. \qquad (4.43)$$

Угловое распределение фотоэлектронов. Фотоэлектроны, образованные фотонами малой энергии, испускаются в основном в направлении электрического вектора, т. е. нормально линии распространения фотона. С ростом энергии фотона распределение электронов вытягивается вперед (рис. 4.6).

Флуоресценция и оже-электроны. После того как в результате фотоэффекта электрон покидает атом, освободившееся место по внутренней оболочке за время около 10^{-14}—10^{-15} с заполняется электронами с других оболочек. Выделение энергии при этом может происходить, как уже упоминалось, либо в результате испускания фотона характеристического излучения (флуоресценция), либо в результате испускания электрона с определенной кинетической энергией (оже-электрон). Соотношение вероятности этих двух процессов зависит от заряда ядра. С увеличением заряда ядра вероятность флуоресценции увеличивается (сплошная линия на рис. 4.7), а вероятность образования оже-электронов уменьшается (пунктирная линия). Исследования фотографии треков фотоэлектронов и оже-электронов в камере Вильсона показали, что:

фотоэлектроны и сопровождающие их оже-электроны появляются в одной точке;

при увеличении энергии фотона пробег оже-электронов остается постоянным, т. е. не зависит от энергии возбуждающего фотона (пробег фотоэлектронов растет с энергией фотона);

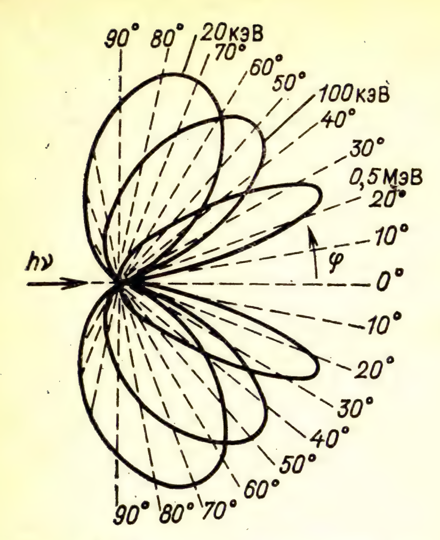


Рис. 4.6. Угловое распределение фотоэлектронов

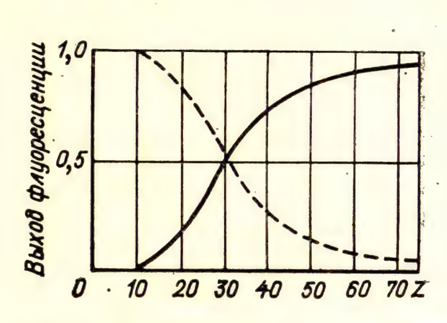


Рис. 4.7. Вероятность образования оже-электронов (пунктир) и флуоресценции в зависимости от заряда ядра

направление вылета оже-электронов не зависит от направления вылета фотоэлектронов;

не все фотоэлектроны сопровождаются оже-электронами;

пробег оже-электронов растет с увеличением заряда ядра.

Флуоресценция — испускание фотона при переходе электронов на освободившийся уровень — второй процесс, который сопровождает фотоэффект. Выход флуоресценции (отношение числа атомов, испустивших флуоресцентные кванты, к числу возбужденных атомов) увеличивается при увеличении заряда ядра Z. Для получения наибольшей интенсивности линии i (с энергией кванта $h\nu_i$) спектра флуоресценции необходимо, чтобы энергия возбуждающего фотона $h\nu_2$ была близка к энергии $h\nu_i$ при сохранении условия $h\nu_2 > h\nu_i$. Спектр фотонов флуоресценции не поляризован, так как вероятность вылета фотона из атома не зависит от направления вылета.

Энергию фотона характеристического излучения можно найти, вычитая энергии связи соответствующей оболочки. Например, для свинца энергия фотона, соответствующая K_α-излучению (переходы L—K), равна 88,0—15,9=72,1 кэВ.

4.2.2. Рассеяние фотонов без изменения их энергии (когерентное рассеяние)

Рассеяние на свободных электронах (томпсоновское рассеяние). При малых энергиях фотона может происходить их рассеяние на свободных электронах как строго упругий процесс, происходящий без передачи энергии.

Дифференциальное сечение рассеяния для неполяризованного излучения

$$d_e\sigma = (r_e^2/2)\,(1+\cos^2\theta)\,d\Omega, \qquad (4.44)$$

где

$$r_e = \frac{e^2}{m_e c^2}.$$

Из этого выражения видно, что вперед или назад (т. е. под углом θ, равным 0 и 180°) рассеивается вдвое больше фотонов, чем под углом 90°. Угловое распределение фотонов приведено на рис. 4.8,*а*.

Полное сечение рассеяния получим из (4.44)

$$\sigma = \frac{8\pi}{3} r_e^2 = 0{,}66\cdot 10^{-24}\ \text{см}^2. \qquad (4.45)$$

Это сечение не зависит от энергии падающего фотона, томпсоновское рассеяние существенно при энергиях фотона $h\nu \ll m_e c^2$.

Рассеяние на атомах (релеевское рассеяние). Если при рассеянии электрон после взаимодействия с фотоном возвращается в свое первоначальное состояние, то энергия отдачи воспринимается атомом как целым. Рассеявшийся фотон будет иметь ту же энергию, что и падающий.

Расчеты показывают, что релеевское рассеяние существенно только для малых углов и пренебрежимо мало для углов больше

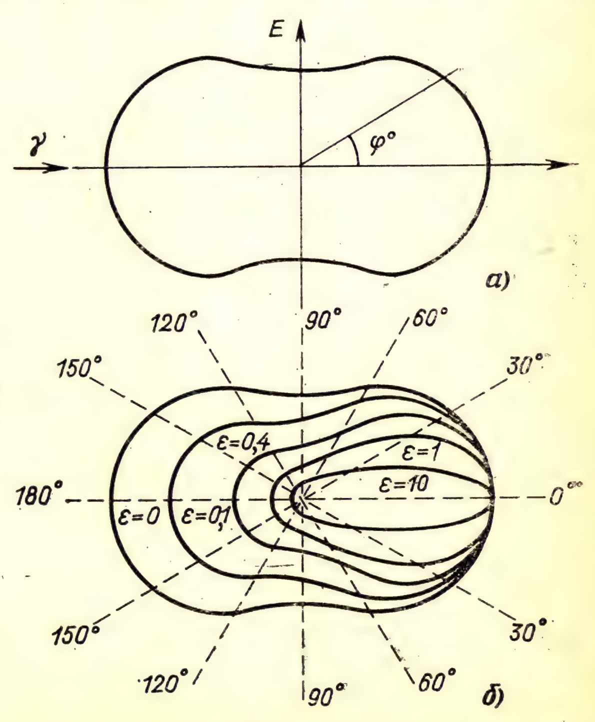


Рис. 4.8. Угловое распределение фотонов при рассеянии на свободных электронах:

а — томсоновское дифференциальное сечение; *б* — зависимость комптоновского рассеяния от угла

60°. Около 70% рассеянного излучения сосредоточено в пределах углов от $\theta=0$ до некоторого угла

$$\theta_2 = 2\arcsin\left[0{,}026Z^{1/3}\left(\frac{m_e c^2}{h\nu}\right)\right]. \qquad (4.46)$$

В свинце при энергии фотона $h\nu=0{,}4$ МэВ $\theta_0=16°$, а при $h\nu=1$ МэВ $\theta_0=6°$.

Сечение рассеяния σ для малых углов $\theta<\theta_0$ пропорционально Z^2 и слабо зависит от энергии фотона. При $\theta>\theta_0$

$$\sigma \sim \left(\frac{Z}{h\nu}\right)^3. \qquad (4.47)$$

В области энергий меньше 100 кэВ релеевское рассеяние превышает комптоновское. В этой области рассеянное излучение в основном является релеевским.

4.2.3. Эффект Комптона

При увеличении энергии фотона вероятность фотоэффекта уменьшается. При условии, что энергия фотона много больше энергии связи электрона в атоме, начинает играть роль эффект рассеяния фотона на свободном электроне (энергией связи электрона в атоме можно пренебречь по сравнению с энергией фотона). В этом процессе законы сохранения энергии и импульса выполняются, так как фотон не исчезает, а только изменяет свою энергию.

Таким образом, если энергия связи электрона в атоме много меньше энергии фотона, то ею можно пренебречь и рассматривать процесс в любой среде как рассеяние фотона на свободном электроне. В связи с этим характер рассеяния (под данным углом) не будет зависеть от вещества рассеивателя.

Для получения соотношений, связывающих энергию рассеянного фотона с углом рассеяния, напишем законы сохранения энергии и импульса в предположении, что электрон свободен (см. рис. 4.9,*а*).

Закон сохранения энергии

$$h\nu = h\nu' + E_e = h\nu' + m_e c^2\left(\frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}} - 1\right). \qquad (4.48)$$

После преобразований получим

$$\frac{m_e^2 c^4}{(1-\beta^2)} = m_e^2 c^4 + (h\nu)^2 + (h\nu')^2 + 2m_e c^2 h(\nu-\nu') - 2h\nu h\nu'. \qquad (4.49)$$

Закон сохранения импульса

$$\frac{\vec{h\nu}}{c} = \frac{\vec{h\nu'}}{c} + \frac{\overrightarrow{m_e\beta c}}{\sqrt{1-\beta^2}} \qquad (4.50)$$

или в скалярной форме

$$\frac{m_e^2\beta^2 c^4}{1-\beta^2} = (h\nu)^2 + (h\nu')^2 - 2h\nu h\nu'\cos\theta. \qquad (4.51)$$

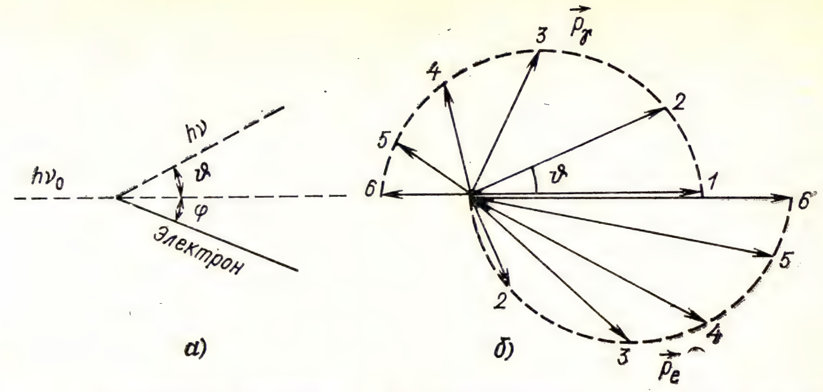


Рис. 4.9. Комптоновское рассеяние (*а*) и распределение импульсов рассеянного кванта p_γ и электрона отдачи p_e (*б*)

Решая совместно уравнения (4.49) и (4.51), получаем

$$\frac{c}{\nu'}-\frac{c}{\nu}=\frac{h(1-\cos\theta)}{m_e c} \qquad (4.52)$$

или

$$\Delta\lambda=\lambda'-\lambda=L(1-\cos\theta)=2L\sin^2(\theta/2), \qquad (4.53)$$

где $L=\frac{h}{m_e c}=2{,}42\cdot10^{-10}$ см — это комптоновская длина волны электрона.

Из последней формулы следует, что длина волны фотона после рассеяния растет с увеличением угла рассеяния θ таким образом, что для $\theta=0$; $\Delta\lambda=0$; $\theta=\pi/2$; $\Delta\lambda=L$; $\theta=\pi$; $\Delta\lambda=2L$.

При рассеянии под данным углом θ величина $\Delta\lambda$ не зависит от длины волны λ, поэтому эффект Комптона для длинноволнового излучения несуществен (относительное изменение длины мало $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\ll1$) и, наоборот, играет большую роль для коротковолнового излучения, когда $\frac{\Delta\lambda}{\lambda}\approx1$.

Разрешая выражение (4.52) относительно ν', получаем формулу для энергии кванта, рассеянного на угол θ:

$$h\nu'=h\nu\Big/\left[1+\frac{h\nu}{m_e c^2}(1-\cos\theta)\right]. \qquad (4.54)$$

Из этой формулы следует, что при $h\nu>m_e c^2$ при малых углах рассеяния $h\nu(1-\cos\theta)/m_e c^2\ll1$ и энергия фотона мало изменяется при рассеянии $h\nu\approx h\nu'$. При условии $h\nu\ll m_e c^2$ энергия фотона мало меняется практически для всех углов рассеяния.

Для $h\nu\gg m_e c^2$ и больших углов рассеяния

$$h\nu(1-\cos\theta)/m_e c^2\gg1 \text{ и } h\nu'\approx m_e c^2/(1-\cos\theta),$$

так что при $\theta=\pi/2$ энергия рассеявшегося фотона $h\nu'\approx m_e c^2$, а при $\theta=\pi$ $h\nu'\approx\frac{m_e c^2}{2}$.

При уменьшении энергии $h\nu'$ и, следовательно, импульса рассеянного фотона $h\nu'/c$ энергия и импульс электрона отдачи растут.

На рис. 4.9,*б* изображены кривые распределения импульсов рассеянного кванта и электрона отдачи в лабораторной системе координат. Одинаковыми цифрами отмечены соответствующие импульсы рассеянного фотона и электрона отдачи.

Формула для вычисления дифференциального сечения комптоновского рассеяния получена Клейном, Нишиной и Таммом. При малых значениях величины $\varepsilon = \frac{h\nu}{m_e c^2}$ (когда $\varepsilon \ll 1$) сечение комптоновского рассеяния линейно убывает с ростом энергии и в пределе стремится к сечению томптоновского рассеяния. Наоборот, при $\frac{h\nu}{m_e c^2} \gg 1$ сечение комптоновского рассеяния на электроне при больших энергиях меняется обратно пропорционально энергии фотона $h\nu$. Для атома с зарядом ядра Z и, следовательно, имеющего Z электронов, сечение будет в Z раз больше и, следовательно, изменяется пропорционально Z/E_γ.

Зависимость дифференциального сечения от угла рассеяния при различных $\varepsilon = h\nu/m_e c^2$ приведено на рис. 4.8,*б*. При $\varepsilon \approx 0$ зависимость такая же, как и на рис. 4.8,*а*. По мере роста E начинает преобладать рассеяние вперед.

До сих пор мы рассматривали рассеяние фотона на покоящемся электроне, т. е. в системе координат, связанной с электроном. Можно рассмотреть этот же процесс в другой движущейся равномерно и прямолинейно относительно первой системе координат. В этой системе координат электрон будет двигаться со скоростью v, а фотон будет иметь энергию E_γ (энергия фотона в этой системе координат может быть как меньше, так и больше, чем в первой системе, в зависимости от направления скорости). Условимся называть эту систему лабораторной системой координат. Тогда в этой системе координат процесс рассматривается как рассеяние фотона с энергией E_γ на электроне, движущемся со скоростью v.

Энергия рассеянного фотона E_γ' может быть определена преобразованием формулы из системы координат, связанной с электроном, в лабораторную систему координат:

$$E_\gamma' = E_\gamma \frac{1 - \beta\cos\theta_1}{1 - \beta\cos\theta_2 + [E_\gamma(1-\cos\theta)/E_e]}, \qquad (4.55)$$

где E_γ — первоначальная энергия фотона в лабораторной системе координат; β — скорость электрона $\left(\beta = \frac{v}{c}\right)$; θ_1 — угол между направлением движения электрона и падающим фотоном; θ_2 — угол между направлением движения электрона и рассеянным фотоном; E_e — энергия электрона; θ — угол между падающим и рассеявшимся фотоном.

При лобовом соударении фотона с электроном максимально возможная энергия фотона равна

$$(E'_\gamma)_{\text{макс}} \approx \frac{E_\gamma}{\left(\frac{m_e c^2}{2E_e}\right)^2 + \left(\frac{E_\gamma}{E_e}\right)}. \tag{4.56}$$

Принципиально важно, это $(E_\gamma')_{\text{макс}}$ может быть больше E_γ (обратный комптоновский эффект). Это означает, что при соударении фотона малой энергии (например, видимого диапазона) с электроном большой энергии (например, полученного с помощью электронных ускорителей) может возникнуть фотон с энергией, близкой к энергии электрона. Таким образом, с помощью обратного эффекта Комптона можно получать направленные пучки фотонов высокой энергии. Особенностью таких пучков является довольно высокая монохроматичность и поляризация. Необходимая для осуществления такого источника фотонов высокой энергии интенсивность фотонов малой энергии и электронов может быть получена с помощью лазеров и сильноточных ускорителей.

Эффект Комптона может происходить и на других заряженных частицах, например на протоне. Приближенное (из-за аномального магнитного момента протона) значение $\sigma_{\text{компт}}$ на протоне можно получить, заменив в формуле для полного сечения рассеяние на электроне m_e на m_p.

4.2.4. Образование электрон-позитронных пар

При энергии фотона больше, чем $2mc^2 = 1{,}02$ МэВ, наряду с фотоэффектом и эффектом Комптона может происходить процесс образования электрон-позитронных пар. Этот процесс не может происходить в пустоте, если по соседству не будет находиться заряженная частица, которой передается часть импульса и энергии.

Невозможность образования пары электрон — позитрон в пустом пространстве вытекает непосредственно из принципа относительности. Действительно, предположим, что такой процесс происходит в некоторой системе координат. Тогда согласно принципу относительности он должен наблюдаться и в любой другой системе координат, движущейся относительно данной равномерно и прямолинейно. Ясно, что среди этих систем есть такие, в которых энергия фотона будет меньше пороговой, и, следовательно, в этих инерциальных системах процесс образования пар происходить не будет. Но все инерциальные системы эквивалентны с точки зрения описания физических процессов. Поэтому, если процесс невозможен в одной инерциальной системе, он не будет происходить и в другой инерциальной системе.

В поле ядра, электрона или другой заряженной частицы процесс образования пары фотоном возможен, так как в этом случае при переходе в другую систему координат будет изменяться не только энергия фотона, но и энергия заряженной частицы. Рас-

суждение, аналогичное проведенному выше, показывает, что электрон-позитронная пара может образоваться при взаимодействии фотона малой энергии с электроном достаточно большой энергии. Действительно, при переходе от одной системы координат к другой энергия фотона меняется и может стать равной нескольким электрон-вольтам (видимый диапазон). При этом соответственно возрастает энергия электрона.

Согласно принципу относительности, если эффект образования пар был возможен в одной системе, он будет возможен и в другой.

Законы сохранения импульса и энергии здесь выполняются, так как энергия и импульс фотона распределяются между тремя частицами (электрон, позитрон и третья заряженная частица). Если процесс образования пары происходит в кулоновском поле ядра или протона, то энергия образующегося ядра отдачи оказывается пренебрежимо малой, так, что пороговая энергия фотона E_0, необходимая для образования пары, практически совпадает с суммой масс электрона и позитрона $E_0 \approx 2m_e c^2 = 1{,}02$ МэВ.

При образовании пары в кулоновском поле электрона пороговая энергия фотона повышается до $E_0 = 4m_e c^2 = 2{,}04$ МэВ.

В этом процессе образуются три частицы: пара электрон — позитрон и электрон отдачи. Образовавшиеся электрон и позитрон летят вперед по направлению движения образовавшего их фотона под углом

$$\theta = \frac{m_e c^2}{E_\gamma}. \tag{4.57}$$

Электрон-позитронные пары могут возникать также под действием двух фотонов с суммарной энергией $E_{\gamma 1} + E_{\gamma 2} = 2m_e c^2$. Они образуются также при соударении двух электронов, если полная энергия двужущегося электрона $E_e \geqslant 7m_e c^2$.

Приведенные результаты можно получить, если воспользоваться инвариантностью выражения $E^2 - p^2c^2 = (mv)^2$ при переходе от одной системы координат к другой, в данном случае от лабораторной системы к системе центра инерции. Величины E и p обозначают полную энергию и суммарный импульс взаимодействующих частиц.

Вероятность образования пары в поле ядра растет с увеличением заряда ядра, как Z^2. При энергии незначительно выше порога образования пар вероятность растет примерно пропорционально логарифму энергии фотона, а при высоких энергиях ($h\nu \geqslant$ $\geqslant 5$ ГэВ) достигает наибольшего значения и далее не растет.

Рождение пар в кулоновском поле электрона начинается при энергии $h\nu > 4m_e c^2$. Вероятность образования пар в поле электрона примерно в 10^3 раз меньше, чем в поле ядра.

Процесс образования электрон-позитронных пар и процесс образования фотонов при торможении электронов в веществе является причиной возникновения электрон-фотонных ливней.

4.2.5. Электрон-фотонные ливни

Электрон-фотонный ливень может образовать, проходя через вещество, фотон достаточно большой энергии или электрон. Допустим, что в веществе образовался электрон высокой энергии. В результате торможения в поле ядра электрон излучает фотон высокой энергии, который в свою очередь может образовать электрон-позитронную пару. Каждая из частиц (электрон или позитрон) может генерировать фотон высокой энергии. В результате число заряженных частиц будет расти, а средняя энергия, приходящаяся на одну частицу, будет уменьшаться. Поэтому все большее число частиц по мере развития ливня будет тратить энергию в основном на ионизацию и возбуждение среды. В конце концов энергия фотонов уменьшится до величины, при которой образование электрон-позитронных пар станет невозможным. Образовавшийся ливень будет затухать.

4.2.6. Общий характер взаимодействия фотонов высокой энергии с веществом

При прохождении через вещество фотон высокой энергии может передать среде энергию в результате следующих эффектов: фотоэффекта, эффекта Комптона и эффекта образования электрон-позитронных пар. Суммарное сечение для этих сечений равно

$$\sigma=\sigma_{ф}+\sigma_{к}+\sigma_{п},$$

где $\sigma_{ф}\approx Z^5/E_\gamma^{7/2}$ — сечение фотоэффекта; $\sigma_{к}\approx \frac{Z}{E_\gamma}$ — сечение эффекта Комптона; $\sigma_{п}\approx Z^2\ln 2E_\gamma$ — сечение эффекта образования пар.

Разобьем условно весь диапазон энергии фотонов на три области: область малых энергий E_1, промежуточную область $E_1<E_\gamma<E_2$ и область больших энергий E_2. В области малых энергий $E_\gamma<E_1$ основным механизмом взаимодействия фотонов с веществом является фотоэффект. В промежуточной области $E_1<E_\gamma<E_2$ — эффект Комптона, а в области больших энергий $E_\gamma>E_2$ — процесс образования электрон-позитронных пар. Граничные значения энергии, отделяющие области преимущественного значения каждого из эффектов, зависят от заряда ядра Z атомов среды. В алюминии они соответственно равны $E_1=0{,}05$ и $E_2=15$ МэВ, а в свинце $E_1=0{,}5$ и $E_2=5$ МэВ.

Ослабление пучка фотонов в веществе. Рассмотрим ослабление потока фотонов, проходящего через слой вещества толщиной x. На поверхности $x=0$ и число падающих на 1 см^2 фотонов равно N_0. Проходя через вещество, фотон может либо испытать взаимодействие со средой, либо нет. В результате взаимодействия со средой фотон теряет всю свою энергию или ее часть. В обоих случаях это приводит к выбыванию фотона из первоначального параллельного пучка.

Если выполняются условия пуассоновского потока, то вероятность того, что фотон не испытает взаимодействия в веществе на **пути x, равна**

$$p(0, x) = \exp(-\mu x).$$

Это есть вероятность того, что фотон пройдет путь больше x (пройдет через слой x). Таким образом, отношение числа прошедших через слой x фотонов N к числу падающих на поверхность N_0 равно

$$\frac{N_x}{N_0} = \exp(-\mu x).$$

Из формулы видно, что размерность коэффициента μ равна сантиметр в минус первой степени. Коэффициент μ называют **линейным коэффициентом ослабления**. При прохождении в веществе пути $\frac{1}{\mu}$ число фотонов уменьшается в е раз.

В гл. 1 было показано, что распределение интервалов между последовательными событиями для пуассоновского потока экспоненциальное и среднее значение интервала будет равно $\frac{1}{\mu}$. Таким образом, $\frac{1}{\mu}$ есть средний свободный пробег фотона в веществе.

Толщину x слоя вещества можно представить в единицах грамм на квадратный сантиметр. Тогда коэффициент ослабления будет выражаться в единицах г/см². Такую же размерность имеет величина $\mu/\rho = \mu_m$ — массовый коэффициент ослабления. Зная массовый коэффициент ослабления, можно определить число фотонов после прохождения слоя вещества, содержащего m граммов на 1 см², если известно число падающих частиц.

Величину μ, имеющую размерность см$^{-1}$, можно рассматривать как сечение на 1 см³ вещества, величину μ/ρ можно рассматривать как сечение 1 г вещества. Тогда σ — сечение на один электрон будет равно $\frac{Z\mu}{n_e} = \sigma_e$, где n_e — число электронов в 1 см³ или $\sigma_e = \frac{\mu Z}{\rho n_e}$, где $n_e\rho$ — число электронов в 1 г вещества.

На рис. 4.10 показаны зависимости сечения для всех трех эффектов взаимодействия фотонов с веществом от энергии фотона:

$$\sigma = \sigma_ф + \sigma_к + \sigma_п,$$

где $\sigma_ф$ — сечение фотоэффекта; $\sigma_к$ — сечение комптоновского эффекта; $\sigma_п$ — сечение эффекта образования пар.

На рис. 4.10 показан ход этих сечений в зависимости от энергии фотона.

Заметим, что до сих пор мы рассматривали ослабление пучка фотонов при прохождении через слой вещества. Ослабление пучка фотонов легко измерить экспериментально.

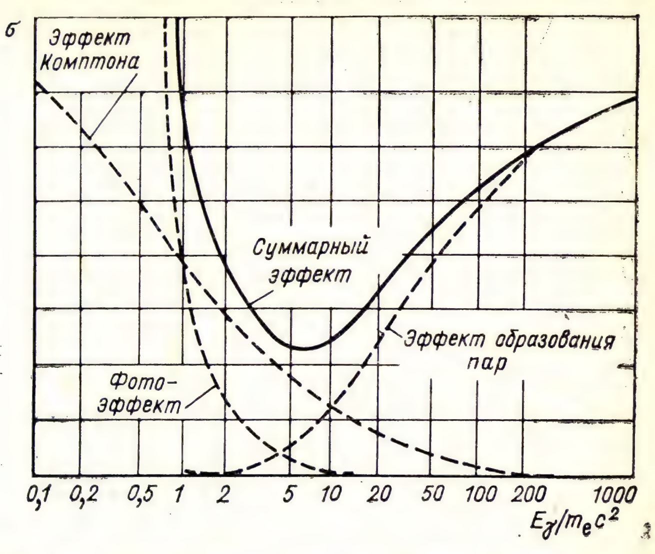


Рис. 4.10. Зависимость сечения фотоэффекта, комптоновского эффекта и эффекта образования пар от энергии фотона

Если вместо счетчика поставить пропорциональный детектор, то полученная кривая будет кривой ослабления энергии. Кривые ослабления, полученные с помощью счетчика (определяется число прошедших через поглотитель фотонов) и с помощью пропорционального детектора (определяется суммарная энергия фотонов, прошедших через поглотитель), в общем случае будут различны. Для пучка моноэнергетического излучения (если рассеявшиеся фотоны не попадают в детектор) обе кривые будут совпадать.

4.3. Взаимодействие нейтронов с веществом

Основной вид взаимодействия нейтронов с веществом — сильное взаимодействие с атомными ядрами.

С точки зрения методов детектирования нейтронов удобно все виды взаимодействия разделить на два вида: 1) упругое рассеяние на ядрах — реакция (n, n); 2) ядерные реакции разных типов: (n, γ), (n, p), (n, α), реакция деления (n, f), неупругое рассеяние (n, n'), упругое рассеяние с заходом нейтрона в ядро — упругорезонансное рассеяние.

В результате как первого, так и второго типа взаимодействия нейтрона с ядром возникают заряженные частицы или фотоны, которые могут быть зарегистрированы благодаря электромагнитному взаимодействию их с веществом. Таким образом, несмотря на то, что взаимодействие нейтронов с ядрами происходит в основном благодаря сильным взаимодействиям, в детектировании нейтронов основную роль играют электромагнитные взаимодействия.

Вероятность каждого из процессов взаимодействия нейтронов с ядрами зависит от величины соответствующих сечений. Нейтронное сечение определяется как эффективная площадь. За еди-

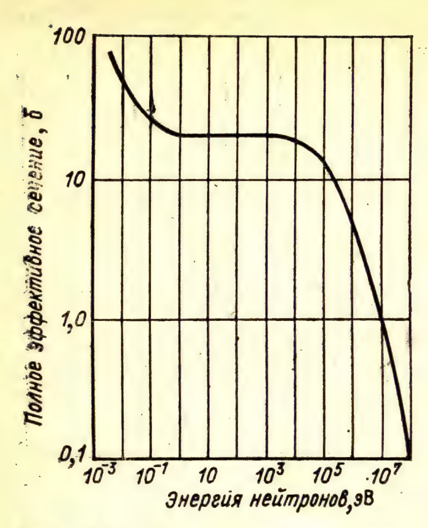


Рис. 4.11. Зависимость сечения упругого рассеяния нейтронов с ядрами водорода от энергии

ницу сечения принимают барн — площадь, равную 10^{-24} см². Полное сечение взаимодействия — сумма парциальных сечений всех видов взаимодействия.

Сечение взаимодействия нейтронов с ядрами — сложная функция энергии нейтрона. В определенных областях энергии сечения сильно различаются для различных элементов и даже нуклидов одного и того же элемента. При изменении энергии нейтрона происходит не только изменение сечения взаимодействия, но и существенное изменение отношений различных видов взаимодействий.

При упругом взаимодействии нейтрона с ядром возникает ядро отдачи. При достаточно большой энергии нейтрона энергия, переданная ядру отдачи, может оказаться достаточной для ионизации вещества. По ионизации, создаваемой заряженным ядром отдачи, можно детектировать нейтроны.

Второй метод основан на регистрации излучений, возникающих после реакции неупругого взаимодействия нейтронов с ядрами. При реакции (n, α) регистрируется α-частица, вылетающая из ядра. При реакции (n, γ) ядро захватывает нейтрон, переходит в возбужденное состояние, после чего излучает γ-квант, и т. д.

Таким образом, регистрация нейтронов происходит либо по ядрам отдачи, либо по излучениям, возникающим в результате ядерных реакций после захвата ядром нейтрона.

Так же как и для фотонов, вероятность нейтрону пройти слой вещества x без взаимодействия равна $\exp(-\mu_н x)$, где $\frac{1}{\mu_н}$ — средняя длина свободного пробега. Поэтому все формулы, характеризующие прохождение фотонов через слои поглотителя, справедливы и для нейтронов. На рис. 4.11 приведена зависимость сечения упругого взаимодействия нейтронов с ядрами водорода.

Глава 5

ПРЕОБРАЗОВАНИЕ ЭНЕРГИИ ИОНИЗИРУЮЩЕГО ИЗЛУЧЕНИЯ В ВЕЩЕСТВЕ

В результате взаимодействия излучения с веществом электронам среды передается некоторая энергия. Если эта энергия больше определенной величины, то в свою очередь образовавшиеся

свободные электроны возбуждают и ионизуют среду. Этот размен энергии продолжается до тех пор, пока энергия образующихся вторичных и третичных электронов не упадет ниже величины $E_и$, при которой еще возможна ионизация. На этой стадии в веществе вблизи траектории заряженной частицы находятся свободные электроны с энергией меньше, чем $E_и$, но больше тепловой (горячие электроны), и связанные возбужденные электроны. В обоих случаях увеличение энергии электронов происходит за счет кинетической энергии заряженной частицы, проходящей через вещество.

Таким образом, вблизи траектории частицы возникают свободные (горячие) носители заряда и связанные возбужденные состояния.

При прохождении быстрой заряженной частицы через твердое тело, кроме столкновений с электронами, возможны также столкновения с ионными остовами, находящимися в узлах кристаллической решетки. Столкновения с ионными остовами могут привести к образованию дефектов структуры.

Для методов регистрации излучений первостепенное значение имеет дальнейшая судьба горячих носителей заряда и возбужденных состояний (рис. 5.1).

Горячие носители после термализации (т. е. после снижения их энергии до тепловой) могут остаться свободными. В этом слу-

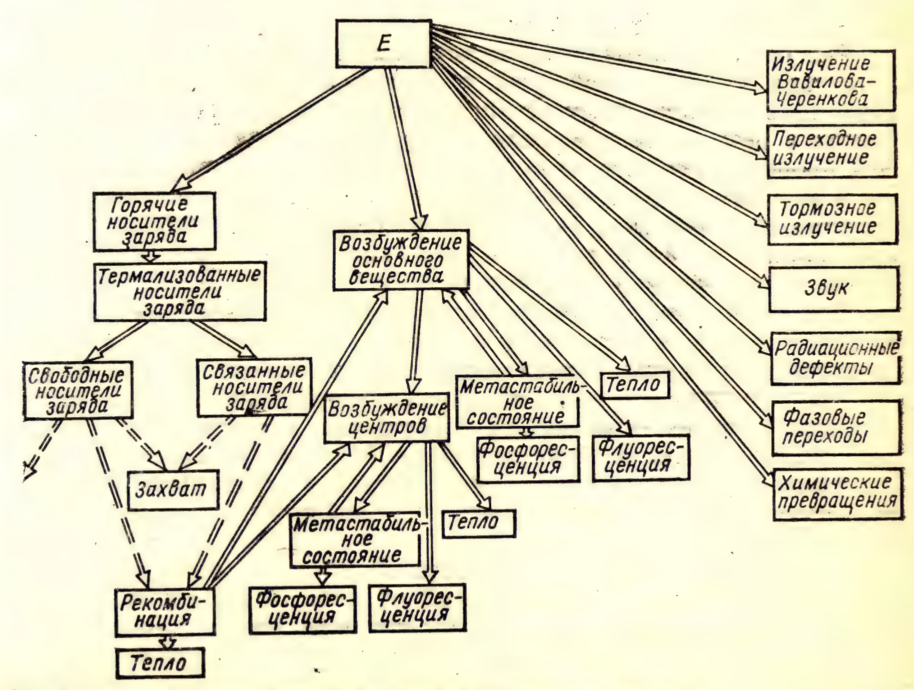


Рис. 5.1. Общая схема процессов в треках заряженных частиц

чае движение зарядов в электрическом поле между электродами создает индуцированные токи и индуцированные заряды, которые могут быть измерены. Различные способы регистрации и измерения этих токов и зарядов составляют сущность ионизационного метода детектирования излучений.

В некоторых веществах носители заряда могут после термализации или в процессе термализации захватиться центрами захвата или центрами рекомбинации. Эти центры различаются друг от друга в основном временем, в течение которого они связывают носитель заряда. После захвата носитель заряда либо становится неподвижным (в твердых телах), либо уменьшает свою подвижность. В твердом теле захват носителя заряда приводит к прекращению тока, однако путем внешнего воздействия (например, повышая температуру) можно «освободить» заряд, вызвать его перемещение и зарегистрировать стимулированный внешним действием ток.

Возбужденные состояния через некоторое время разрушаются. При этом часть энергии переходит в тепло, часть энергии может излучаться в виде фотонов. Число фотонов, их пространственное и временнóе распределение могут быть измерены. Различные способы, позволяющие проводить эти измерения, составляют сущность сцинтилляционного метода детектирования излучений.

Третий метод основан на регистрации эффектов, вызываемых нагревом вещества в результате выделения энергии вблизи следа частицы (термализация носителей заряда и другие процессы, рассматриваемые ниже).

Ряд методов основан на регистрации излучений, выходящих из детектора, и других эффектах, сущность которых может быть понята только после рассмотрения процессов, происходящих в веществе в результате прохождения через него заряженной частицы. Эти процессы существенным образом зависят от природы вещества, и поэтому их детальное рассмотрение будет проведено в соответствующих разделах (например, процессы в щелочно-галоидных кристаллах). Однако то общее, что характерно для любых веществ, целесообразно рассмотреть в этой главе.

Для понимания процессов, происходящих в веществе, находящемся в поле ионизирующего излучения, необходимо прежде всего изучить процессы, протекающие в треке заряженной частицы.

Очень важно, что само обнаружение излучений и определение их характеристик основано на регистрации тех или иных процессов, происходящих в треке заряженной частицы. Именно процессы, приводящие к эффектам, позволяющим зарегистрировать заряженную частицу и определить ее свойства, рассматриваются в этой главе.

Треком частицы будем называть область вблизи траектории частицы в веществе. Размеры этой области, число возбужденных состояний и заряженных частиц (электронов, ионов, дырок) в ней, а также энергетическое распределение частиц непрерывно изменяются за время 10^{-14}—10^{-6} с. Через некоторое время после об-

разования трек может распасться — это нестабильный трек. Если же трек сохраняется десятки и более часов, то его можно назвать стабильным. Как правило, в твердых диэлектриках образуются стабильные треки. В газах и жидкостях — нестабильные. Пример стабильного трека — это скрытое фотографическое изображение в кристалле AgBr, пример нестабильного трека — электроны и ионы и возбужденные атомы в газе.

5.1. Общая схема процессов преобразования и переноса энергии в треке

Схематически процесс преобразования и переноса энергии в треке заряженных частиц изображен на рис. 5.1, где сплошным линиям соответствует преобразование одних видов частиц в другие (или одних видов энергии в другие), а штриховыми линиями указаны процессы переноса частиц.

Быстрая заряженная частица передает основную долю своей кинетической энергии $E_к$ электронам вещества (ионизация и возбуждение). Некоторая доля энергии уходит из трека на значительное расстояние в виде излучений (тормозное излучение, излучение Вавилова — Черенкова, переходное излучение, излучение звуковых волн). Общая доля энергии, уносимая этими излучателями, зависит от типа вещества и скорости частицы. Например, энергия, уносимая излучением Вавилова — Черенкова, составляет 10^{-2}—10^{-3} потерь на ионизацию и возбуждение вещества, в то время как потери на тормозное излучение могут превышать ионизационные потери во много раз.

Схема имеет три ветви: левая ветвь характеризует процессы, связанные с ионизацией, средняя — с возбуждением среды и правая характеризует излучение, выходящее из трека.

Рассмотрим левую ветвь схемы. Образовавшиеся горячие носители заряда *термализуются*. После термализации кинетическая энергия горячих носителей заряда передается веществу. В электроположительных газах и полупроводниках носители заряда остаются *свободными* длительное время и могут диффундировать из трека к границам детектора. В электроотрицательных газах электроны *захватываются* атомами, но образовавшиеся ионы также могут перемещаться в объеме. В полупроводниках захват электрона или дырки приводит к образованию неподвижного центра.

Среднее время жизни такого заряженного центра τ зависит от глубины уровня захвата ε:

$$\tau=\tau_0 \exp(\varepsilon/kT).$$

Если время жизни на уровне захвата достаточно велико, то такой уровень может играть роль центра рекомбинации (при этом время жизни до рекомбинации меньше, чем время жизни электрона на центре). Так как время жизни на центре уменьшается с увели-

чением температуры, то при ее понижении центры захвата могут превратиться в центры рекомбинации.

Скорость рекомбинации зависит от концентрации носителей заряда. В случае, когда коцентрации носителей равны (свободные электроны и ионы в газах), скорость рекомбинации пропорциональна квадрату концентрации (это так называемая квадратичная рекомбинация). Если же концентрация носителей какого-либо знака (включая локализованные носители) может считаться постоянной, то рекомбинация пропорциональна первой степени концентрации (это линейная рекомбинация). В случае связанных зарядов скорость рекомбинации пропорциональна числу пар и, следовательно, рекомбинация также будет подчиняться линейному закону.

После рекомбинации атом, молекула или центр рекомбинации (в зависимости от природы вещества) остаются в возбужденном состоянии (см. сплошные стрелки на рис. 5.1 от квадрата — *рекомбинация)*.

Если захват и рекомбинация отсутствуют, то все носители заряда остаются свободными длительное время и могут перемещаться к границам объема. Такие условия должны осуществляться в ионизационных детекторах. Поэтому одна из основных задач при выборе вещества для ионизационного детектора — это обеспечить достаточно большое время жизни свободных зарядов.

В другом крайнем случае, наоборот, термализованные носители заряда полностью рекомбинируют. Если рекомбинация происходит на центрах люминесценции, то потенциальная энергия носителей заряда переходит в энергию возбуждения центра свечения (сплошная линия на рис. 5.1 от квадрата *Рекомбинации* к квадрату *Возбуждение центров)*. Такие условия обычно осуществляются в неорганических сцинтилляторах с рекомбинационным механизмом свечения.

При рекомбинации свободных носителей (как, например, в газах) также может возникнуть некоторое число фотонов. Такой случай осуществляется в детекторах на благородных газах.

Перейдем теперь к рассмотрению процессов возбуждения вещества (средняя ветвь схемы рис. 5.1). Возбуждение основного вещества и центров свечения (центров чувствительности) может происходить как непосредственно быстрой частицей, так и δ-электронами. Почти вся энергия передается основному веществу (из-за малости концентрации центров свечения), поэтому на рис. 5.1 энергия, передаваемая непосредственно центрам свечения (центрам чувствительности), не показана.

Свечение, которое возникает при облучении вещества, существенно превышает величину, которая наблюдалась бы при непосредственном возбуждении центров чувствительности заряженной частицей. Это свидетельствует о существовании эффективного переноса энергии возбуждения от основного вещества к центрам чувствительности.

Механизм переноса возбуждения различен в различных веществах (радиационный, резонансный, экситонный и электронно-дырочный переносы энергии). Перенос энергии возбуждения от основного вещества к центрам свечения показан на рис. 5.1 сплошными линиями.

Возбуждение основного вещества или центра свечения приводит затем к излучательным (флуоресценция или фосфоресценция) или безызлучательным (тепло) переходам, схематически показанным на рис. 5.1. Вещества, в которых происходит эффективный перенос энергии возбуждения к центрам свечения, применяются в сцинтилляционных детекторах.

Одна из основных задач при выборе вещества для сцинтилляционного детектора — это обеспечение эффективной рекомбинации образовавшихся носителей заряда и обеспечение переноса энергии возбуждения от основного вещества к центрам свечения. Эти требования в какой-то мере находятся в противоречии с требованиями, предъявляемыми к ионизационным детекторам. Поэтому, как правило, «хороший» сцинтиллятор является «плохим» ионизационным детектором. Следует, однако, обратить внимание на то, что можно использовать обе ветви схемы рис. 5.1; левая ветвь обеспечит условия для ионизационных детекторов, средняя — для сцинтилляционных. Такие условия выполняются в чистых благородных газах. На их основе можно создавать ионизационные, сцинтилляционные и комбинированные детекторы, где используются оба сигнала (импульс тока и вспышка света).

5.2. Термализация электронов

В процессе термализации электроны отходят от места своего образования на некоторое расстояние ΔR. Будем характеризовать распределение этих расстояний некоторым средним значением $\overline{\Delta R}$. Оценим величину $\overline{\Delta R}$, сделав следующие допущения (которые в действительности могут не выполняться): 1) соударения электрона с атомом упруги; 2) расстояние электрона на атоме изотропно; 3) сечение взаимодействия не зависит от энергии электрона. Все эти условия не выполняются в процессе термализации. Однако оценка величины $\overline{\Delta R}$ для этой простейшей модели позволяет понять физическую природу явления.

В принятой модели движение электрона (или любой другой частицы) от места своего образования до термализации можно характеризовать как случайное блуждание с длиной свободного пробега λ, временем между двумя соударениями τ и скоростью v. В процессе термализации эти величины изменяются со временем, однако для оценки величин $\overline{\Delta R}$ примем, что все они постоянны. Таким образом, электрон в этой модели движется отдельными перемещениями (или шагами), причем эти перемещения независимы.

За время t частица (электрон) совершит $k=t/\tau$ перемещений (число перемещений с длиной свободного пробега λ). При каждом перемещении λ средний квадрат перемещения равен λ^2. Так как при независимых случайных перемещениях средние квадраты складываются, то

$$\overline{\Delta R^2} = \lambda^2 k = k\lambda^2. \qquad (5.1)$$

Это выражение является следствием допущения об изотропности рассеяния. Действительно,

$$\overline{\Delta R^2} = \sum_{i=1}^{k} \lambda^2 + \sum_{i\neq k}^{k} \lambda_i \lambda_k \cos\theta_{ik}.$$

Первая сумма равна $k\lambda^2$. Вторая сумма при условии, что все направления равновероятны, равна нулю. Следовательно,

$$\overline{\Delta R^2} = k\lambda^2 = k\lambda v\tau = \lambda vt, \qquad (5.2)$$

где k — число соударений, которые испытывает частица до термализации (за время t); v — скорость частицы; τ — время между двумя соударениями.

Для численных оценок смещения электрона от места своего образования необходимо знать длину свободного пробега λ и число соударений k, в результате которых электрон теряет свою энергию до тепловой.

5.2.1. Число соударений до термализации

Для оценки числа упругих соударений можно воспользоваться результатами теории замедления нейтронов. Если не учитывать изменения сечения взаимодействия электрона с рассеивающим центром при уменьшении его скорости, то среднее число соударений можно определить из формулы, выведенной для замедления нейтронов в веществе с большой атомной массой A (при условии, что $A \gg 1$):

$$N = \frac{A}{2} \ln\left(\frac{E_0}{E}\right), \qquad (5.3)$$

где E_0 — начальная энергия нейтронов; E — энергия нейтрона после замедления.

Применяя эту формулу для частиц с массами m_e и M (вместо 1 и A), заменим $A/2$ на $M/2m_e$, где m_e — масса электрона; M — масса рассеивающего центра.

Тогда число соударений k, необходимое для того, чтобы электрон потерял энергию от E до E_k, равно

$$k = \frac{M}{2m_e} \ln \frac{E_0}{E_k}. \qquad (5.4)$$

Эта формула может применяться для оценки числа соударений при рассеянии электронов в кристалле на нейтральном атоме при-

меси, а также при упругом рассеянии электронов на нейтральном атоме в газе.

Формулу (5.4) можно получить непосредственно, если принять, что электрон при каждом столкновении теряет часть своей энергии ΔE, причем ΔE пропорциональна первоначальной энергии E. Максимальная энергия, которую может потерять электрон при соударении с атомом массой $M \gg m_e$, равна

$$\Delta E = \frac{4m_e}{M} E.$$

Средняя энергия, которую теряет электрон в одном соударении, равна

$$\overline{\Delta E} = \frac{2m_e}{M} E.$$

Энергия электрона E изменяется от начальной энергии E_0 до тепловой энергии, равной kT. Поэтому полное число соударений, при которых энергия электрона уменьшается от E_0 до kT, равно

$$k = \int_{kT}^{E_0} \frac{dE}{\overline{\Delta E}} = \frac{M}{2m_e} \int_{kT}^{E_0} \frac{dE}{E} = \frac{M}{2m_e} \ln \frac{E_0}{kT}.$$

Полученное соотношение совпадает с (5.4) при $E_k = kT$.

Проведем оценку числа соударений при термализации электрона в аргоне. Пусть начальная энергия горячего электрона E_0 равна примерно половине потенциала ионизации. Тепловая энергия равна 0,0025 эВ. Для аргона $M = 1800 \cdot 39{,}9 m_e$, $E_0/E_k = 316$ и число соударений $k = 2 \cdot 10^5$.

Наряду с рассеянием на атомах и нейтральных примесях всегда существуют другие механизмы рассеяния, такие как рассеяние на ионизованных примесях, на колебаниях решетки. В молекулярных газах и кристаллах электроны могут терять энергию на неупругие соударения. Поэтому в молекулярных газах для термализации требуется существенно меньше столкновений, чем в атомарных.

Чем больше масса атома, тем меньшая энергия может быть ему передана в одном соударении. Поэтому число соударений, необходимое для термализации, растет с увеличением массы атома.

5.2.2. Длина свободного пробега

Длина свободного пробега зависит от концентрации n рассеивающих центров и сечения взаимодействия σ

$$\lambda = \frac{1}{n\sigma}. \tag{5.5}$$

Так, например, если рассматривать атомы как шарики радиусом $2 \cdot 10^{-8}$ см, то сечение соударения $\sigma \approx \pi r^2 \approx 1{,}25 \cdot 10^{-15}$ см^2. Тогда для газов при атмосферном давлении $n = 2{,}7 \cdot 10^{19}$ и $\lambda =$

$= \frac{10^{15}}{2{,}7\cdot 10^{19}\cdot 1{,}25} \approx 3\cdot 10^{-5}$ см. Для конденсированных сред длина свободного пробега должна быть меньше примерно на три порядка.

В действительности сечение взаимодействия зависит от энергии частицы, температуры вещества и природы рассеивающего центра. Например, в инертных газах сечение взаимодействия имеет минимум в области 0,1—1 эВ, где оно падает более чем на порядок.

В полупроводниках во всех случаях наблюдается зависимость длины свободного пробега от энергии электрона и температуры

$$\lambda \sim E^x \lambda_0(T). \qquad (5.6)$$

При рассеянии на ионах примеси $\lambda \sim E^2$, при рассеянии на акустических колебаниях решетки $\lambda = 1/T$ (где T — температура кристалла), при рассеянии на оптических колебаниях при высокой температуре $\lambda \sim E/T$, при низкой $\lambda \sim E^{1/2}\exp(\theta_D/T)$ (где θ_D — температура Дебая, определенная из соотношения $k\theta_D = \hbar\nu_{макс}$, где $\nu_{макс}$ — максимальная частота упругих колебаний кристаллической решетки).

Напомним, что температура Дебая отделяет низкотемпературную область, где справедлива квантовая механика, от высокотемпературной, где справедлива классическая статистическая механика.

По порядку величины длины свободного пробега в газах при нормальных условиях составляют $\lambda \sim 10^{-5}$ см, в ковалентных кристаллах $\lambda \sim 10^{-6}$ см, в ионных кристаллах $\lambda \sim 10^{-7}$ см и в молекулярных кристаллах $\lambda \sim 10^{-8}$ см.

5.2.3. Среднее расстояние между носителями зарядов после термализации

Различие в механизмах потерь энергии приводит к тому, что среднее расстояние между носителями заряда после термализации оказывается различным в различных веществах.

В одноатомных газах при $\lambda = 0{,}6\cdot 10^{-5}$ см и числе соударений до замедления $k = 2\cdot 10^5$ среднее расстояние между электроном и ионом после термализации по формуле $\overline{\Delta R} = \lambda\sqrt{k}$ (5.2) равно

$$\Delta l = \overline{\Delta R} \approx 2{,}68\cdot 10^{-3} \text{ см}.$$

С другой стороны, для молекулярных кристаллов среднее расстояние между носителями заряда после термализации составляет 10^{-7}—10^{-6} см. В кристаллах антрацена $\Delta l \approx (2{,}5 \div 4{,}5)\cdot 10^{-7}$ см.

Для ионных кристаллов расстояния, на которые уходят друг от друга горячие электроны и дырки, по порядку величины равны 10—100 постоянных решетки, т. е. $\Delta l \approx 10^{-6} \div 10^{-7}$ см.

Для ковалентных кристаллов, если число соударений до термализации $k = 100$ и длина свободного пробега $\lambda \approx 10^{-6}$ см, $\Delta l = 10^{-5}$ см.

5.2.4. Время термализации

Оценим среднее время термализации, воспользовавшись соотношением (5.2).

В газах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\lambda v} = \frac{(4{,}89 \cdot 10^{-3})^2}{0{,}6 \cdot 10^{-5} \cdot 10^7} \approx 4 \cdot 10^{-7} \text{ с}.$$

В ковалентных кристаллах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\lambda v} = \frac{(10^{-5})^2}{10^{-6} \cdot 10^7} \approx 10^{-11} \text{ с}.$$

В ионных кристаллах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\lambda v} = \frac{(10^{-6})^2}{10^{-7} \cdot 10^7} \approx 10^{-12} \text{ с}.$$

В органических кристаллах

$$t = \frac{\Delta l^2}{\lambda v} = \frac{(3 \cdot 10^{-7})^2}{3 \cdot 10^{-8} \cdot 10^7} \approx 3 \cdot 10^{-13} \text{ с}.$$

5.3. Радиус сферы захвата

Сравним расстояние r, на которое отойдет электрон от положительного заряда с величиной $r_з$, определенной из условия равенства электростатической энергии двух точечных зарядов и энергии их теплового движения kT. Если $r > r_з$, то электрон имеет значительную вероятность избежать рекомбинации. Если $r < r_з$, т. е. если электрон и положительно заряженная частица находятся внутри сферы с радиусом $r_з$, то вероятность рекомбинации практически равна единице. Сферу с радиусом $r_з$ будем называть сферой захвата. Радиус $r_з$ определяется из соотношения

$$r_з = \frac{e^2}{\varepsilon kT},$$

где ε — диэлектрическая постоянная среды.

5.4. Соотношение между Δl и $r_з$

Радиус сферы захвата при $\varepsilon = 1$ и 300 K равен 533 Å. Значения ε и соответственно $r_з$ для различных веществ приведены в табл. 5.1. Там же приведены значения Δl и $\Delta l / r_з$.

Таблица 5.1

Вещество	ε	$r_з$, Å	Δl, Å	$\Delta l / r_з$
Аргон	1,00	533	$5 \cdot 10^5$	$\sim 10^3$
Антрацен	3,55	150	25—45	$\sim 10^{-1}$
CsI	6,56	81,2	$\sim 10^2$	1
Si	11,80	45,16	$\sim 10^3$	~ 10
Ge	16,00	33,3	$\sim 10^3$	~ 10

5.5. Диффузия

После термализации свободные частицы продолжают хаотическое движение в среде.

5.5.1. Одномерная диффузия

Диффузию вдоль оси можно рассматривать как случайное блуждание частицы аналогично тому, как это было сделано при рассмотрении процесса термализации. Здесь, вместо того чтобы рассматривать поведение одной частицы, рассмотрим поведение большого числа частиц, расположенных в одной плоскости и могущих перемещаться нормально к этой плоскости (вперед или назад) на расстояние, равное длине свободного пробега λ.

Допустим, что число частиц в этой плоскости достаточно велико (плоскость *1*). Выделим две соседние плоскости *2* и *3*, находящиеся на расстоянии λ от исходной, параллельные ей. Тогда можно утверждать, что за время τ, равное времени одного шага (время пролета), половина частиц переместится влево и попадет на плоскость *2* и половина — вправо и попадет на плоскость *3*.

Поместим на расстояние λ, правее от плоскости *3*, плоскость *4*. Тогда число частиц, попадающих на плоскость *3* справа, равно $\frac{1}{2}N_2$ и число частиц, попадающих слева, равно $\frac{1}{2}N_4$, где N_2 и N_4 — число частиц, выходящих из соответствующих плоскостей.

В результате поток частиц (избыточное число частиц, проходящих через плоскость *3* в единицу времени) будет равен

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{2\tau}(N_4 - N_2), \tag{5.7}$$

где dN — число частиц, движущихся в направлении слева направо ($N_4 > N_2$).

Вместо числа частиц можно ввести их концентрацию $n = \frac{N}{\sigma\lambda}$, где σ — поперечное сечение столбика толщиной λ, равной расстоянию между плоскостями. Тогда вместо (5.7) получим

$$\frac{dN}{dt} = \frac{1}{2\tau}\sigma\lambda(n_4 - n_2). \tag{5.8}$$

Введем градиент концентрации $\frac{dn}{dx}$. Тогда с точностью до бесконечно малых второго порядка можно написать

$$\frac{dn}{dx} = \frac{n_4 - n_2}{\lambda}. \tag{5.9}$$

Подставляя значение $n_4 - n_2$ в (5.8), получаем уравнение диффузии

$$\frac{dN}{dt} = \frac{\lambda^2}{2\tau}\sigma\frac{dn}{dx} \tag{5.10}$$

или

$$\frac{dn}{dt}=\frac{dN}{dt}\;\frac{1}{\sigma}=\frac{\lambda^2}{2\tau}\;\frac{dn}{dx}, \tag{5.11}$$

где $\frac{dn}{dt}$, число частиц, проходящих через единичное сечение в 1 с, т. е. поток частиц.

Выражение (5.11) можно записать в виде

$$\frac{dn}{dt}=D\frac{dn}{dx}, \tag{5.12}$$

где D — коэффициент диффузии.

Таким образом, для одномерного случая коэффициент диффузии D

$$D=\frac{\lambda^2}{2\tau}. \tag{5.13}$$

Дадим более точный вывод формулы (5.13). Пусть v — средняя тепловая скорость частиц диффундирующего вещества. На выделенную плоскость попадают лишь частицы, находящиеся на расстоянии $v\tau=\lambda$ от нее, скорость которых направлена в сторону плоскости. Из частиц, находящихся на расстоянии λ справа от плоскости, примерно 1/2 их движется налево к плоскости. Эти частицы создадут поток (число частиц через 1 см^2 в 1 с) $j_{прав}=-\frac{v}{2}n_{прав}$, где $n_{прав}=n(x+\lambda)$ (ось x направлена слева направо). Аналогично $j_{лев}=\frac{v}{2}n_{лев}$, где $n_{лев}=n(x-\lambda)$. Суммарный поток

$$j=j_{прав}+j_{лев}=\frac{v}{2}(-n_{прав}+n_{лев}).$$

Концентрации $n_{прав}$ и $n_{лев}$ выражаются через значения величин в выделенной точке

$$n_{прав}=n_{(x+\lambda)}=n+\lambda\frac{\partial n}{\partial x}+\ldots;$$

$$n_{лев}=n_{(x-\lambda)}=n-\lambda\frac{\partial n}{\partial x}+\ldots$$

Из-за малости величины λ можно пренебречь всеми членами, содержащими степень λ выше первой. Подставляя полученные значения в выражение для полного потока j, получаем

$$j=j_{прав}+j_{лев}=\frac{v}{2}(-n_{прав}+n_{лев})=-\lambda v\frac{\partial n}{\partial x},$$

где $\lambda v=D=\lambda^2/\tau$. Полученное значение коэффициента диффузии в 2 раза превышает вычисленное ранее. Это обусловлено тем, что здесь получен суммарный коэффициент диффузии частиц, проходящих через плоскость в обоих направлениях. Если в плоскости, нормальной потоку v_n, выделить какое-то число частиц, то через

время t ширина распределения в направлении оси x будет определяться коэффициентом диффузии, равным $\lambda^2/\tau=D$.

В трехмерном случае $D=\frac{1}{3}\lambda v$, это соотношение обычно используется в кинетической теории газов. (Вместо $D=\frac{1}{6}\lambda v$ при диффузионном потоке только в одну сторону.)

Отметим, что полученные выражения для коэффициента диффузии справедливы при условии, что на длине свободного пробега концентрация частиц изменяется незначительно.

5.5.2. Двумерная и трехмерная диффузия

Для двумерного случая, когда частицы могут переходить с равной вероятностью 1/4 в любую из соседних точек,

$$D=\frac{\lambda^2}{4\tau}. \tag{5.14}$$

Для трехмерного случая

$$D=\frac{1}{6}\,\frac{\lambda^2}{\tau}. \tag{5.15}$$

Множитель 1/6 появляется потому, что движения частиц носят, так же как и в предыдущих случаях, характер случайных блужданий, для которых в трехмерном случае существует шесть равновозможных направлений, так что вдоль некоторой оси движется 1/6 всех частиц.

Итак, случайные блуждания частицы в среде можно характеризовать коэффициентом диффузии

$$D=\frac{\lambda^2}{\alpha\tau}=\frac{r^2}{\alpha t}, \tag{5.16}$$

где α — коэффициент, зависящий от того, является ли диффузия одномерной, двумерной или трехмерной. Для одномерной диффузии $\alpha=2$, для двумерной $\alpha=4$, для трехмерной $\alpha=6$.

Заметим, что для блуждания по прямой с поглощающими границами $\alpha=8$.

5.6. Дебаевский радиус экранирования

Если между термализовавшимся электроном и положительно заряженной частицей будут находиться заряженные частицы, то электрическое поле $\frac{e^2}{\varepsilon r}$ будет частично экранироваться этими зарядами. Чем больше концентрация заряженных частиц, тем больше экранирование.

В отсутствие зарядов между ионом и электроном в газе ($\varepsilon\approx 1$) экранирования нет и радиус сферы захвата $r_з$ равен

$$r_з=\frac{e^2}{kT}. \tag{5.17}$$

Если в объеме сферы с радиусом $r_з$ будет находиться $\frac{4}{3}\pi n_e r_з^3$ электронов, то полная электростатическая энергия вместо e^2/r равна

$$\frac{e^2}{r_з}\cdot\frac{4}{3}\pi n_e r_з^3 = e^2 n_e r_з^2\cdot\frac{4}{3}\pi.$$

Приравняем эту энергию к тепловой энергии

$$\frac{4}{3}\pi e^2 n_e r_з^2 = \frac{3}{2}kT.$$

Более точные вычисления дают

$$r_з^2 = \frac{kT}{4\pi e^2 n_e} = r_D^2 \qquad (5.18)$$

[для изотермической электрон-протонной плазмы $r_D = (kT/8\pi n_e e^2)^{1/2}$]. Чем больше концентрация носителей заряда n_e, тем меньше радиус экранирования (дебаевский радиус).

При подстановке численных значений констант получим

$$r_D = 6{,}9\sqrt{T/n_e}, \qquad (5.19)$$

где T — температура, К; n_e — см$^{-3}$.

Если радиус трека равен r_D, то в треке будет происходить сильное экранирование зарядов. Это условие выполняется при больших n_e. При увеличении n_e дебаевский радиус уменьшается. Экранирование в треке будет во всех случаях, когда $r_D \leqslant r_т$. В таком треке будет происходить интенсивная рекомбинация зарядов противоположных знаков. Влияние внешнего электрического поля существенно ослаблено ($r_т$ — радиус трека).

Глубина проникновения электрического поля E в область, занятую зарядами,

$$E = E_0 \exp(-x/r_D), \qquad (5.20)$$

где E_0 — напряженность электрического поля вне трека; E — напряженность поля на расстоянии x от границы трека.

Если радиус Дебая меньше радиуса трека, то в треке образуется плазма*. Это приводит к тому, что вероятность рекомбинации в треке увеличивается. Поэтому характеристики ионизационного детектора ухудшаются. Экранирование приводит к тому, что внешнее электрическое поле не может проникнуть в трек и «растащить» заряды. В сцинтилляционных детекторах образование плазмы может увеличить энергетический выход свечения, если рекомбинация носителей заряда сопровождается испусканием фотонов.

Чтобы определить, будет ли образовываться плазма в треке заряженных частиц, необходимо определить радиус трека $r_т$. За-

* Согласно определению Лэнгмюра плазмой называется совокупность разноименно заряженных свободно движущихся частиц при условии, что дебаевский радиус меньше объема, занимаемого частицами.

тем определить концентрацию носителей заряда в области выделенного радиуса $r_т$. Для этих концентраций носителей заряда и температуры трека надо вычислить дебаевский радиус. Если дебаевский радиус r_D окажется меньше радиуса трека $r_т$, то это будет означать, что в треке образовалась плазма.

Определим теперь концентрацию носителей заряда, необходимую для образования в треке плазмы. Если на единице длины трека частицы образуется η носителей заряда, то

$$n=\eta/\pi r_т^2. \qquad (5.21)$$

Отсюда

$$\frac{r_D}{r_т}=\sqrt{\frac{kT}{4\eta e^2}}. \qquad (5.22)$$

При условии $r_D/r_т \leqslant 1$ $\eta \geqslant 4{,}4\cdot 10^4$ см$^{-1}$. Это условие осуществляется уже в треках α-частиц в газах при атмосферном давлении.

5.7. Квазинейтральность плазмы. Плазменная частота Амбиполярная диффузия

Квазинейтральность плазмы. Образовавшаяся в треке плазма должна быть электрически нейтральна. Пространственное разделение зарядов, обусловленное смещением их относительно друг друга, приводит к возникновению электрического поля. Это поле будет направлено так, чтобы уменьшить (скомпенсировать) возникшее смещение зарядов.

Для оценки напряженности электрического поля, возникающего при смещении зарядов, предположим, что в некотором объеме произошло разделение зарядов на длине x и при этом возник объемный заряд

$$q=e\Delta n,$$

где e — заряд электрона; Δn — концентрация избыточных (некомпенсированных) зарядов. Тогда напряженность электрического поля, возникающего при разделении зарядов, численно равна

$$E=1{,}8\cdot 10^{-6}\Delta n x \text{ В/см}.$$

Напряженность возникающего электрического поля тем больше, чем больше смещение зарядов x и чем больше их концентрация n. Оценим возможную величину смещения x.

Самопроизвольное смещение зарядов (в отсутствие внешних воздействий) может произойти только за счет тепловой энергии. Максимальное смещение x произойдет при условии, что электростатическая энергия равна тепловой:

$$4\pi\Delta n e^2 x^2 \approx kT; \qquad (5.23)$$

$$x \approx \left(\frac{kT}{4\pi\Delta n e^2}\right)^{1/2}, \qquad (5.24)$$

где Δn — избыточный заряд, обусловленный частичным смещением заряженных носителей.

Найдем величину смещения r_D при полном разделении зарядов, т. е. в случае, когда $\Delta n = n$, где n — число носителей зарядов в 1 см^3:

$$r_D = \left(\frac{kT}{4\pi n e^2} \right)^{1/2}. \qquad (5.25)$$

Мы получили величину, равную радиусу Дебая (5.18), т. е. смещение зарядов при полном их разделении равно дебаевскому радиусу.

Плазменная частота. Возникающее при смещении электрическое поле будет стремиться вернуть заряды к равновесному (несмещенному) состоянию. В результате возникают колебания с частотой, определяемой временем, необходимым для прохождения пути $r_{см}$. Определим это время, разделив $r_{см}$ на скорость более быстрых частиц (электронов). Полагая $kT \approx m_e v^2$, получаем

$$\tau = \frac{r_{см}}{v} = \left(\frac{m_e}{4\pi n e^2} \right)^{1/2}. \qquad (5.26)$$

Величина $1/\tau$, имеющая размерность частоты, совпадает с собственной частотой электростатических плазменных колебаний, возникающих в плазме при смещении из равновесного положения групп электронов.

Эта частота

$$\omega_0 = \left(\frac{4\pi n e^2}{m_e} \right)^{1/2} \qquad (5.27)$$

носит название плазменной или лэнгмюровской частоты.

Амбиполярная диффузия. Если в треке образуется плазма, то носители заряда противоположного знака не могут диффундировать независимо друг от друга: при этом нарушилась бы квазинейтральность плазмы. Малейшие отклонения от квазинейтральности вызывают электрические поля, препятствующие дальнейшему разделению зарядов. В простейшем случае, когда коэффициент диффузии для частиц одного знака во много раз больше, чем для другого, общий коэффициент диффузии оказывается вдвое больше меньшего из них. Такая совместная диффузия противоположно заряженных частиц называется амбиполярной.

В газе коэффициент диффузии для электронов существенно больше, чем для ионов, поэтому коэффициент амбиполярной диффузии равен удвоенному коэффициенту диффузии ионов. В процессе диффузии концентрация носителей заряда уменьшается, соответственно увеличивается радиус Дебая. Так как радиус Дебая растет быстрее, чем радиус трека, то через некоторое время плазма в треке (при $r_D > r_т$) перестает существовать.

5.8. Захват носителей заряда

Как уже упоминалось, носитель заряда может быть захвачен центром захвата или рекомбинации. Захват может произойти как после уменьшения кинетической энергии носителя до величины

kT, так и в процессе термализации. В последнем случае говорят о захвате горячих носителей заряда.

Вероятность захвата носителя заряда немонотонно зависит от его энергии. Среднее время жизни до захвата $t_{ср}$ равно

$$t_{ср} = \frac{1}{\sigma v n},$$

где σ — сечение захвата; v — скорость носителя заряда; n — концентрация центров захвата.

Вероятность того, что носитель заряда не захватится за время t, можно определить по формуле

$$p(0, t) = \exp(-t/t_{ср}).$$

Тогда число свободных носителей N с течением времени будет уменьшаться

$$N = N_0 \exp(-t/t_{ср}),$$

где N_0 — число образовавшихся носителей; N — число носителей, оставшихся свободными к моменту времени t. Это соотношение будет выполняться, если $t_{ср}$ не будет изменяться в процессе захвата (т. е. если изменением концентрации центров захвата в процессе захвата можно пренебречь).

5.8.1. Захват электрона нейтральной примесью в газе

Захват электрона обычно наблюдается в газах, внешние электронные оболочки которых почти заполнены (элементы VII и VI групп). Газы, в которых происходит захват электрона с образованием иона, называются электроотрицательными.

Вероятность прилипания электрона к нейтральному атому или молекуле определяется энергией связи $E_{св}$. Значение $E_{св}$ изменяется от 4 эВ (для таких газов, как F_2 и O_2) до нуля (для газов с замкнутой электронной оболочкой, как, например, в инертных газах). К молекулярным газам, которые не захватывают электроны, относятся H_2, N_2, CO.

При рассмотрении процесса прилипания электронов одним из важных условий, которые определяют процесс, является выполнение сохранения полной энергии и импульса. При захвате электрона энергия связи должна выделиться. Один из возможных путей выделения энергии связи при захвате электрона — это излучение. Энергия, которая должна выделиться при радиационном захвате, равна энергии связи плюс тепловая энергия. Время жизни атома в возбужденном состоянии равно 10^{-8} с. Ясно, что время захвата электрона атомом должно превышать эту величину. В действительности за это время отрицательный ион успевает распасться.

Поэтому после образования иона в возбужденном состоянии

$$O_2 + e \rightarrow (O_2^-)^*$$

либо должна произойти автоионизация, либо должно произойти

столкновение с третьей частицей (которой передается энергия связи). Во втором случае образуется стабильный отрицательный ион:

$$(O_2^-)^* + X \to O_2^- + X + \text{энергия}. \qquad (5.28)$$

При больших энергиях электрона (для кислорода — больше 4 эВ) наиболее вероятен диссоциативный механизм захвата:

$$O_2 + e \to O^- + O. \qquad (5.29)$$

Число электронов в электроотрицательном газе уменьшается с течением времени по экспоненциальному закону.

5.8.2. Особенности захвата носителей заряда в полупроводниках и диэлектриках

В реальном полупроводнике (диэлектрике) всегда имеются локальные уровни, на которых возможны захват и рекомбинация носителей заряда. В отличие от газов, где захват электрона приводит к образованию электроотрицательного иона, который также может перемещаться в газе, в полупроводниках захват носителя заряда (электрона или дырки) приводит к образованию неподвижного центра.

Захват на центры рекомбинации определяет в итоге время жизни и концентрацию носителей заряда. Захват на уровни прилипания изменяет число и время жизни свободных носителей заряда.

Сформулируем различие между центрами рекомбинации и центрами прилипания. Если захваченный носитель заряда имеет большую вероятность не рекомбинировать, а освободиться (выйти из ловушки) и уйти обратно в зону проводимости (или валентную зону, если это дырка) благодаря термическому возбуждению, то это центр прилипания. Если наиболее вероятной для захваченного носителя является рекомбинация с носителем противоположного знака, то это центр рекомбинации. Следовательно, различие между центрами прилипания и рекомбинации определяется соотношением вероятностей термического освобождения и рекомбинации.

Время жизни носителя заряда на центре захвата. Образовавшийся носитель заряда после захвата может освободиться. Вероятность термического освобождения, а точнее вероятность того, что время нахождения носителя заряда в ловушке (время жизни в ловушке) будет больше t, равна

$$p(0,\ t) = \exp(-t/t_{ср}),$$

где $t_{ср}$ — среднее время жизни носителя заряда в ловушке.

Время $t_{ср}$ зависит от глубины ловушки ε и температуры полупроводника

$$t_{ср} = t_0 \exp(\varepsilon/kT),$$

где ε — глубина ловушки, эВ; kT — энергия теплового движения,

эВ; t_0 — время жизни захваченного носителя в ловушке при очень высокой температуре либо при условии, что $\varepsilon \approx 0$.

Из приведенных выше соотношений видно, что центр с малой глубиной ловушки должен находиться вблизи одной из зон. Если время жизни носителя заряда на центре меньше, чем время диффузии к этому центру носителя противоположного знака, то рассматриваемый центр является ловушкой. В противном случае — это центр рекомбинации. Как правило, центр рекомбинации расположен вблизи середины запрещенной зоны.

Ясно, что разделение на центры прилипания и центры рекомбинации в значительной мере условно. Действительно, при увеличении температуры время жизни носителя на центре существенно уменьшается: центр рекомбинации может превратиться в центр прилипания; при очень низкой температуре время жизни на центре растет, и центр прилипания может стать центром рекомбинации.

С увеличением объемной плотности ионизации уровни, играющие при малой объемной плотности роль центров прилипания, могут стать центрами рекомбинации.

Экспоненциальная зависимость времени жизни носителя заряда на ловушке позволяет осуществлять «запоминание» пространственного распределения зарядов вблизи траектории заряженной частицы. Действительно, если сразу после термализации носители заряда будут захвачены глубокими ловушками (время жизни в ловушке велико по сравнению с временем поведения эксперимента), то произойдет как бы запоминание трека частицы. Через некоторое время трек можно «проявить». Далее будут рассмотрены методы визуализации (проявления) локализованных треков.

Время жизни носителя до захвата. Время жизни до захвата на соответствующий уровень определяется как

$$t_з = \frac{1}{\sigma v_т n}, \qquad (5.30)$$

где n — число центров захвата в единице объема; σ — сечение захвата; $v_т$ — тепловая скорость носителя заряда.

Следует, однако, заметить, что сечение захвата σ во многих случаях не является монотонной функцией скорости. Так, например, сечение захвата может расти с увеличением скорости, что приводит к увеличению вероятности захвата горячих носителей заряда.

Зависимость эффективного сечения захвата от формы потенциальной ямы. Эффективное сечение захвата больше всего для притягивающего центра (центр и носитель заряда заряжены противоположно) и меньше всего для отталкивающего. Нейтральный центр занимает промежуточное положение. На рис. 5.2 показаны формы потенциальных ям соответствующих центров.

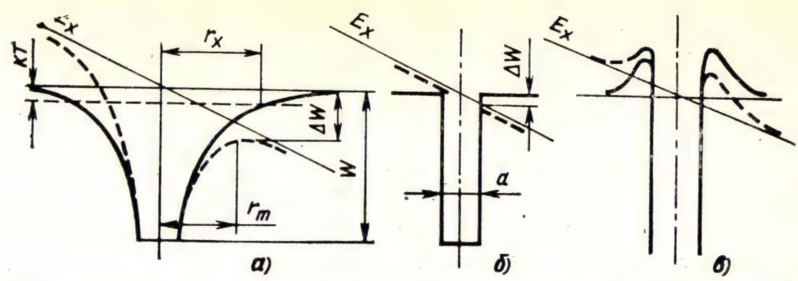


Рис. 5.2. Потенциальные ямы и их изменение под действием электрического поля для центров:
а — притягивающего; *б* — нейтрального; *в* — отталкивающего

Вероятность захвата электрона притягивающим центром, как правило, уменьшается с ростом энергии электрона *. Вероятность захвата электрона отрицательно заряженным центром увеличивается при увеличении энергии электрона.

Следует отметить, что форма потенциальной ямы изменяется при наложении внешнего электрического поля. Это влияет на вероятность захвата и на вероятность рекомбинации. Понижение кулоновского барьера и, следовательно, увеличение вероятности выхода электрона из ловушки наблюдается, если ловушка нейтральна в заполненном состоянии и положительно заряжена после опустошения.

В отсутствие внешнего электрического поля радиус сферы захвата для кулоновского центра, как уже известно, определяется из выражения

$$r_з = \frac{e^2}{\varepsilon kT}.$$

Если электрон подходит к притягивающему центру на расстояние $r < r_з$, то можно считать, что произойдет захват. Радиус $r_з$, а следовательно, и сечение захвата увеличивается с уменьшением температуры, а время жизни $t_з$ до захвата уменьшается. Заметим, что эта формула справедлива, если длина свободного пробега λ существенно меньше радиуса захвата $r_з$.

Если $\lambda > r_з$, то электрон может много раз пройти через потенциальную яму центра прежде, чем произойдет захват. Тогда сечение захвата вместо величины $\sigma = \pi (e^2/\varepsilon kT)^2$ будет равно

$$\sigma_1 = \frac{2\pi}{\lambda}\left(\frac{e^2}{\varepsilon kT}\right)^3. \qquad (5.31)$$

Изменение концентрации свободных носителей заряда со временем. В зависимости от соотношения времени захвата на ло-

* Возможны случаи, когда вероятность рекомбинации от энергии электрона не зависит.

вушку $\tau_з$ и времени жизни в ловушке можно различать несколько случаев:

1. Время жизни в ловушке много больше времени захвата. Число носителей заряда N монотонно уменьшается с течением времени.

2. Время жизни в ловушке сравнимо с временем захвата (временем жизни в свободном состоянии). В этом случае устанавливается равновесие между числом захватываемых и числом освобождаемых носителей заряда. Число свободных носителей, так же как и число захваченных, остается постоянным во времени. Отношение между ними зависит от времени жизни в ловушке. Чем меньше это время, тем больше концентрация свободных носителей.

5.9. Рекомбинация носителей заряда

Образовавшиеся в веществе носители заряда могут рекомбинировать. Вероятность рекомбинации зависит от концентрации носителей заряда, их пространственного распределения, внешних полей и других факторов. Рассмотрим здесь влияние двух первых.

Если образовавшиеся носители заряда (например, пара электрон — дырка) отходят друг от друга на небольшое расстояние (оба носителя остаются в пределах сферы захвата), то вероятность рекомбинации будет пропорциональна числу пар носителей заряда (т. е. пропорциональна первой степени концентрации носителей заряда). Линейный закон рекомбинации (линейная или мономолекулярная рекомбинация) осуществляется и в случае, когда число носителей одного знака существенно превышает число носителей другого знака, способных рекомбинировать (приближенно считается, что концентрация носителей какого-то одного знака практически не изменяется при рекомбинации).

Если носители заряда после термализации оказываются вне сферы взаимного влияния, то вероятность рекомбинации будет пропорциональна произведению концентрации носителей противоположного знака. Это так называемая квадратичная рекомбинация реализуется, когда концентрация носителей заряда противоположного знака одинакова. Такая ситуация может возникнуть в треке заряженной частицы, образованном в газе. Квадратичная рекомбинация практически всегда возникает в результате взаимодействия носителей заряда, образованных в разных треках. Это случай объемной рекомбинации.

5.9.1. Линейная рекомбинация

Изменение концентрации носителей со временем пропорционально их концентрации

$$\frac{dn}{dt} = -\alpha n \quad (5.32)$$

или

$$n = n_0 \exp(-\alpha t). \quad (5.33)$$

В начальный момент времени $t=0$ и $n=n_0$. При $\alpha=1/t$, $n=n_0/e$, т. е. число носителей уменьшается в e раз. Величину $1/\alpha=t_{ср}$ можно назвать средним временем жизни носителя заряда до рекомбинации. Действительно, для пуассоновского потока вероятность того, что за время t не произойдет рекомбинации, равна

$$p(0,\ t)=\exp(-t/t_{ср}).$$

Эта вероятность приближенно равна отношению числа непрорекомбинировавших носителей к полному числу, т. е. в этом случае

$$\frac{n}{n_0}=\exp(-t/t_{ср}).$$

5.9.2. Квадратичная рекомбинация

Если среднее расстояние между генетически связанными носителями заряда оказывается сравнимым с расстоянием между соседними носителями противоположного знака, то рекомбинация протекает по квадратичному закону. Вероятность рекомбинации пропорциональна произведению концентрации носителей заряда противоположного знака. Если концентрации положительных и отрицательных носителей заряда равны, то изменение концентрации носителей со временем

$$\frac{dn}{dt}=-\gamma n^2. \qquad (5.34)$$

После прохождения частицы через среду и образования носителей их концентрация уменьшается по гиперболическому закону

$$n=\frac{n_0}{1+\gamma n_0 t}, \qquad (5.35)$$

где γ — коэффициент рекомбинации.

Квадратичная рекомбинация реализуется во всех случаях, когда нет предпочтительной рекомбинации, т. е. когда вероятность рекомбинации зависит только от произведения концентрации носителей и не зависит от их пространственного распределения.

Квадратичная рекомбинация реализуется в газах, когда образовавшиеся носители заряда в процессе термализации расходятся на расстояние, большее сферы захвата. Она реализуется при большой плотности ионизации в треке частицы, в полупроводниках в случае прямой рекомбинации (без предварительного захвата на центры рекомбинации). При регистрации больших потоков частиц роль квадратичной рекомбинации растет с увеличением вероятности перекрытия треков, когда носители заряда, образовавшиеся в одном треке, могут рекомбинировать с носителями заряда из другого трека.

5.9.3. Рекомбинация носителей заряда в газе

При прохождении заряженной частицы через газ в процессе термализации носителей заряда и после нее образуются электроны и ионы обоих знаков.

Вероятность рекомбинации характеризуют коэффициентом рекомбинации $\beta = \frac{1}{\tau n}$, где τ — время жизни до рекомбинации; n — концентрация носителей заряда.

При электрон-ионной рекомбинации;

а) радиационный механизм

$$e + X^+ \rightarrow X^* + h\nu; \ \beta = 10^{-10} \div 10^{-12} \text{ см}^3/\text{с}; \qquad (5.36)$$

б) диссоциативный

$$(XY)^+ + e \rightarrow (XY)^* \rightarrow X^* + Y^*; \ \beta \approx 10^{-6} \text{ см}^3/\text{с}; \qquad (5.37)$$

в) с тройным соударением с молекулой или электроном $\beta \approx 10^{-7}$ см^3/с в молекулярных газах и для того же процесса в атомарных газах

$$X^+ + e + Z \rightarrow X^* \rightarrow Z; \ \beta \approx 10^{-10} \text{ см}^3/\text{с} \qquad (5.38)$$

или, если концентрация электронов велика, $X^+ + e + e \rightarrow X^* + e$.

5.9.4. Особенности рекомбинации носителей заряда в полупроводниках

В полупроводниках возможны два основных типа рекомбинации: прямая (межзонная) рекомбинация электрона с дыркой, находящихся соответственно в зоне проводимостей и валентной зоне, и рекомбинация через центры рекомбинации.

Межзонная рекомбинация. Избыток энергии при межзонной рекомбинации может выделяться различными способами. Простейшим процессом является излучение фотонов, которое может сопровождаться выделением или поглощением тепла.

Вместо того, чтобы непосредственно рекомбинировать с дыркой, электрон может сначала образовать с дыркой связанное состояние — экситон. Экситон может исчезнуть, при этом испускаются фотоны с энергией, несколько меньшей, чем ширина запрещенной зоны. Экситон может захватиться соответствующим центром и оставаться длительное время неподвижным. Образовавшаяся электронно-дырочная пара может рекомбинировать. В этом случае излучение наблюдается в виде очень узких линий, что позволяет отделить его от непрерывного спектра излучения, который дают межзонные переходы.

Электрон может рекомбинировать с дыркой, передавая избыточную энергию другому электрону в зоне проводимости или дырке в валентной зоне. Возникшие носители заряда могут передавать избыточную кинетическую энергию другим свободным

носителям. Этот процесс называется рекомбинацией Оже, поскольку он по своему характеру подобен известному эффекту Оже. (Переход атома в состояние с меньшей энергией путем испускания не фотона, а электрона.) Рекомбинация Оже может играть заметную роль в полупроводниках.

Третий процесс, в котором электрон может отдать энергию, выделяющуюся при рекомбинации, — это нагревание вещества. Однако для межзонной рекомбинации вероятность этого процесса очень мала. Она существенно растет, если рекомбинация происходит через центры рекомбинации, а не непосредственно между зонами.

Прямая рекомбинация (без предварительного захвата на центры рекомбинации) подчиняется квадратичному закону. Вероятность ее растет с увеличением концентрации носителей в зонах и становится существенной при концентрациях выше 10^{17} см$^{-3}$. Вероятность межзонной рекомбинации быстро растет с уменьшением ширины запрещенной зоны и при увеличении температуры.

Рекомбинация через ловушки. В этом процессе переход электрона из зоны проводимости в валентную зону осуществляется двумя последовательными актами, которые могут быть разделены относительно большими промежутками времени. Сначала электрон может быть захвачен глубокой ловушкой. Затем через некоторое время этот центр может захватить дырку — произойдет рекомбинация.

Последовательность событий может быть другой — сначала захватывается дырка, потом с образовавшимся центром рекомбинирует электрон. Этот процесс носит название электронной (или верхней) рекомбинации. Если сначала захватывается электрон, потом с ним рекомбинирует дырка, то процесс называется дырочной (или нижней) рекомбинацией.

Для осуществления электронной (или дырочной) рекомбинации необходимо, чтобы дырка могла перемещаться к центру захвата электрона и подойти к нему за время, меньшее, чем время жизни электрона в ловушке. При перемещении дырка может испытывать промежуточные захваты на ловушки. Интервал времени до рекомбинации в этом случае будет зависеть от глубины ловушки и температуры полупроводника.

В некоторых диэлектриках происходит захват на глубине ловушки как электронов, так и дырок. В объеме образуются пространственно разделенные локализованные на различных центрах носители заряда. Рекомбинация в этом случае может быть стимулирована внешним воздействием на диэлектрик например увеличением температуры или облучением фотонами. Возможна также туннельная рекомбинация между локализованными на различных центрах носителями заряда противоположного знака.

Вероятность излучательной рекомбинации быстро уменьшается при увеличении излучаемой энергии, поэтому двухступенчатые переходы, в которых излучаются фотоны меньшей энергии, значительно более вероятны, чем одноступенчатые.

Для объяснения того, каким образом свободный электрон (или дырка) может потерять значительную энергию при захвате ловушкой, можно предположить, что электрон (или дырка) захватывается на высокорасположенное возбужденное состояние центра. В этом случае количество энергии, отдаваемое электроном при захвате, невелико. Затем электрон совершает серию переходов между возбужденными состояниями центра. При этом для осуществления каждого перехода требуется небольшая энергия.

Другое объяснение возможного механизма передачи в процессе рекомбинации избыточной энергии кристаллу основано на учете влияния смещения центра рекомбинации относительно его равновесного положения. (Подробнее о потенциальных кривых и безызлучательных переходах см. гл. 9.3.3).

Туннельная рекомбинация. Если электрон и дырка локализованы на глубоких ловушках, расстояние между которыми равно d, то вероятность того, что они прорекомбинируют, приближенно определяется выражением

$$p \approx \exp\left[-\frac{2}{\hbar}\sqrt{2m(U_0-E)}\,d\right],$$

где m — масса частицы; E — ее энергия; U_0 — высота потенциального барьера; d — ширина барьера, зависящая от расстояния между локализованными носителями заряда.

Вероятность туннелирования тем больше, чем меньше ширина барьера и чем больше энергия частицы. Вероятность прохождения через барьер увеличивается также с уменьшением массы частицы. Туннельный переход электрона с одного центра на другой может привести к излучательной рекомбинации. Эта так называемая туннельная люминесценция играет существенную роль при низких температурах, когда время жизни носителей заряда на ловушках велико.

5.10. Возбуждение основного вещества и центров свечения

Возбуждение вещества (при этом электронам передается энергия, недостаточная для ионизации) очень широко используется в различных методах детектирования. Наряду с непосредственным возбуждением вещества весьма важную роль играют процессы переноса энергии к центрам свечения. Все эти вопросы рассмотрены в гл. 9.

5.11. Основные виды энергии, используемые для детектирования излучений

В зависимости от природы вещества, в котором быстрая заряженная частица теряет свою энергию, образовавшиеся носители заряда после термализации либо остаются свободными длитель-

ное время (и тогда они могут уходить на большие расстояния от места своего образования в процессе диффузии), либо захватываются глубокими или мелкими ловушками. В случае захвата существенную роль играет время жизни носителя заряда в ловушке. Если это время мало, то носитель заряда продолжает перемещаться в среде, но с существенно меньшим коэффициентом диффузии. Коэффициент диффузии здесь зависит от времени жизни носителя в ловушке.

Если происходит захват на глубокие ловушки, то в глазах это приводит к образованию отрицательных ионов, которые также перемещаются в веществе, но с существенно меньшим коэффициентом диффузии.

В твердом теле захват на глубине ловушки приводит к образованию локализованного трека. Если носители заряда противоположного знака остаются свободными, то возможна их рекомбинация с локализованными носителями. Время жизни носителей заряда до рекомбинации зависит от того, остаются ли движущиеся носители заряда свободными все время или испытывают промежуточные локализации на мелких ловушках. Если они остаются свободными, то происходит быстрая рекомбинация, причем время жизни носителей заряда до рекомбинации практически не зависит от температуры. Другая ситуация возникает, когда носители заряда как одного, так и другого знака захватываются на глубокие ловушки. Образовавшийся локализованный трек с разделенными пространственно носителями заряда противоположного знака может быть «проявлен» с помощью внешнего воздействия. (Например, нагреванием — термолюминесцентные детекторы или травлением в растворителе — твердотельные трековые детекторы.)

Существенным является то, что в случае, когда носители заряда могут перемещаться в объеме вещества, можно регистрировать наведенные токи и заряды. На этой основе работают ионизационные детекторы. Если носители заряда локализуются, то можно регистрировать возникающее при их рекомбинации свечение (непосредственно или после стимуляции). На этой основе работают сцинтилляционные и термолюминесцентные детекторы. Как уже упоминалось, локализованные носители заряда создают неоднородности, которые могут быть выявлены (с помощью предварительного травления или без него) оптическими методами. На этой основе работают твердотельные трековые детекторы.

Практически все процессы, протекающие в треках, сопровождаются выделением тепла (термализация, захват носителей, рекомбинация). Локальный нагрев вещества вблизи трека может привести к образованию новой фазы, что регистрируется в пузырьковых камерах.

Следует подчеркнуть, что для реализации двух наиболее широко применяющихся методов детектирования излучением — ионизационного и сцинтилляционного — требуются вещества с различными свойствами. Для ионизационных детекторов — вещества,

в которых велико время жизни свободных носителей заряда (рекомбинация отсутствует). Для сцинтилляционных — вещества, в которых время жизни свободных носителей мало (вероятность рекомбинации носителей противоположного знака велика).

Из рассмотрения общей схемы преобразования энергии (рис. 5.1) все виды энергии в итоге можно разбить на семь групп. Энергия, относящаяся к каждой из этих групп, может быть зарегистрирована. Регистрация и измерение этой энергии лежит в основе методов детектирования излучений. Перечислим виды энергии, относящиеся к этим группам.

1. Энергия, теряемая при термализации горячих носителей заряда, а также в процессе нерадиационного девозбуждения центра свечения и при безызлучательной рекомбинации носителей заряда. Все эти потери идут на нагревание вещества, и их можно назвать тепловыми (тепловой эффект). Измерение теплового эффекта лежит в основе калориметрического метода и метода пузырьковых камер.

2. Затраты энергии, связанные с захватом носителей заряда на глубокие центры. Эти затраты энергии частично переходят в потенциальную энергию центров захвата, энергия как бы запасается и может быть использована при освобождении носителей заряда, например при нагревании вещества. На этом основаны термолюминесцентные методы.

3. Энергия различных излучений, возникающих в веществе при прохождении через него быстрой частицы и выходящих из вещества (излучение Вавилова — Черенкова, переходное излучение, звук, тормозное излучение). Некоторая доля этих вторичных излучений поглощается в самом веществе. Регистрация этих излучений лежит в основе ряда методов.

4. Измерение энергии, идущей на образование свободных носителей заряда и их числа, лежит в основе ионизационного метода.

5. Энергия, идущая на образование фотонов люминесценции; измерение числа фотонов и их энергии лежит в основе сцинтилляционного метода.

6. Потенциальная энергия свободных носителей заряда.

7. Энергия, затрачиваемая на изменение структуры вещества. Изменение структуры вещества используется в твердотельных трековых детекторах.

Глава 6

ЭФФЕКТЫ, ПРИВОДЯЩИЕ К ОБРАЗОВАНИЮ СИГНАЛА

Детектирование любого излучения основано на регистрации эффектов, которые вызывает заряженная частица при прохождении через вещество.

В этой главе будут рассмотрены основные эффекты и их числовые характеристики: количественная оценка эффекта (например, число образовавшихся носителей заряда, число образовавшихся фотонов и др.), время жизни эффекта (например, время жизни возбужденного состояния молекулы) и пространственное распределение этих эффектов (например, пространственное распределение носителей заряда).

Как известно, быстрая заряженная частица, проходя через вещество, создает на своем пути разделенные носители заряда (электроны и ионы в газах, электроны и дырки в полупроводниках и диэлектриках), возбужденные атомы, молекулы, ионы, экситоны и дефекты структуры. Одновременно происходит генерация тормозного излучения, излучения Вавилова — Черенкова и других излучений (звук, переходное излучение). Значительная доля энергии преобразуется в тепловую. Возможны радиационно-химические превращения и фазовые переходы. Процессы эти зависят от природы вещества, его агрегатного состояния, внешних полей. Общее для всех перечисленных явлений в том, что они происходят вблизи траектории частицы и в начальный момент локализованы в области, размеры которой соизмеримы с межатомными расстояниями. В этих областях создается весьма значительная плотность возбужденных состояний, которую трудно моделировать другими видами возбуждения. Затем (в процессе термализации) эта область расширяется. Общим является также то, что в любом веществе быстрая заряженная частица теряет энергию и непосредственно на излучение, которое частично выходит из вещества. Это прежде всего тормозное излучение, переходное излучение и излучение звука. В прозрачных диэлектриках при скорости частицы, превышающей скорость света, возникает излучение Вавилова — Черенкова. Соотношение интенсивностей этих излучений зависит от вещества. Здесь можно напомнить, что энергия, уносимая излучением Вавилова — Черенкова, составляет 10^{-2}—10^{-3} от потерь на ионизацию вещества, еще меньшая доля энергии уносится звуковыми волнами. Энергия тормозного излучения для быстрых электронов может превышать ионизационные потери на несколько порядков. Эти виды излучения частично поглощаются в объеме детектора, частично выходят из него и могут быть зарегистрированы внешними устройствами.

Значительная доля энергии поглощается вблизи траектории частицы, образуя в результате ряда преобразований трек частицы. Эта доля энергии идет в основном на образование носителей заряда и на возбуждение вещества.

Таким образом, эффекты, которые можно регистрировать, разделяются на две группы: первая группа — это ионизация и возбуждение вещества в треке частицы, вторая — это излучение различной природы, генерируемые частицей и выходящие из трека, а возможно, и из объема детектора.

Важнейшая количественная характеристика ионизационного эффекта — средняя энергия, идущая на образование пары носи-

телей заряда $\omega_и$. Если $\omega_и$ известно, то число образовавшихся носителей заряда $N_и$ может быть определено $N_и = E_п/\omega_и$, где $E_п$ — поглощенная в веществе энергия частицы. Весьма важно знать время жизни образовавшихся носителей заряда.

Время жизни носителей заряда в значительной мере определяет выбор метода регистрации ионизационного эффекта, возможность управления детектором и в конечном счете данные о заряженной частице, образовавшей эти носители заряда.

Столь же важной характеристикой, но для другой группы методов является средняя энергия, расходуемая на образование одного фотона — $\omega_ф$. Знание величины $\omega_ф$ позволяет определить число фотонов $N_ф$, которые образует заряженная частица, проходя через вещество. Если частица потеряла в веществе энергию $E_п$, то число образовавшихся фотонов равно

$$N_ф = \frac{E_п}{\omega_ф}.$$

Весьма существенно знать распределение числа фотонов во времени. Знание этого распределения и его числовых характеристик (например, длительности световой вспышки) также определяет выбор метода регистрации фотонов и его информативность (см. гл. 9).

Теоретическое определение величины $\omega_и$ и величины $\omega_ф$ представляет значительные трудности. Для большинства детектирующих сред эти величины определены экспериментально. Весьма важно, что $\omega_и$ и $\omega_ф$ мало зависят от энергии быстрой заряженной частицы и поэтому удобны для количественной оценки эффектов ионизации и возбуждения.

Ниже приводятся упрощенные модели, позволяющие дать оценку величины $\omega_и$ и ее флуктуаций.

Величина $\omega_ф$ существенным образом зависит от механизма сцинтилляционного процесса. Поэтому в этой главе рассмотрены только самые общие положения (подробнее см. гл. 9).

Остальная часть главы посвящена количественной оценке излучений, которые могут быть зарегистрированы как в самом детекторе, так и вне его.

6.1. Образование носителей заряда

До тех пор, пока энергия быстрой частицы существенно превышает энергию ионизации атомов вещества $I_и$ (или ширину запрещенной зоны в полупроводнике E_g), основные потери энергии обусловлены ионизацией и возбуждением как внешних, так и внутренних оболочек атома. Так как энергия быстрой частицы при этом существенно больше энергии связи внешних оболочек, то структура оболочек (структура зон в диэлектрике и полупроводнике), определяющая химические и физические свойства вещества, практически не влияет на величину ионизационных потерь. В этих условиях ионизационные потери характеризуются, как из-

вестно, средним потенциалом ионизации $\bar{I}$. Величина $\bar{I}$ зависит от заряда ядра и может быть определена по формуле $\bar{I}=kZ$, где k по порядку величины равно энергии ионизации атома водорода, $k=13{,}5$ эВ. Потери энергии на этом этапе торможения в основном определяются плотностью электронов (число электронов в 1 см^3) и средним потенциалом ионизации.

При уменьшении энергии она становится недостаточной для возбуждения и ионизации внутренних оболочек, и процесс торможения частицы начинает существенно зависеть от строения внешних оболочек атома (структуры зон в диэлектриках и полупроводниках). При дальнейшем уменьшении энергия частицы становится такого же порядка, как энергия связи электронов внешних оболочек. На этом этапе потери энергии начинают зависеть от физических характеристик вещества, в основном от потенциала ионизации $I_и$ или ширины запрещенной зоны E_g.

Проведем оценку возможных значений величины энергии, необходимой для образования пары носителей заряда.

6.1.1. Ионизация атома электронным ударом

Кажется очевидным, что минимальная энергия, которую должен затратить электрон на ионизацию атома в газе, равна потенциалу ионизации $I_и$. Действительно, налетающий электрон может передать атомному электрону в лобовом соударении всю свою энергию, и если эта энергия в точности равна $I_и$, то после соударения образуется свободный электрон и ионизованный атом.

Если в начальный момент атом покоился, а налетающий электрон имел кинетическую энергию $\frac{m_e v_{e0}^2}{2}$, то после соударения атомный электрон получает кинетическую энергию налетающего электрона и затем эта кинетическая энергия переходит в потенциальную энергию пары носителей заряда. В конечном состоянии кинетическая энергия образующихся электрона и иона практически равна нулю. Закон сохранения энергии дает $\frac{m_e v_{e1}^2}{2}=I_и$, закон сохранения импульса $p_{e0}=p_м+p_{e1}$, где p_{e0} — импульс налетающего электрона; $p_м$ — импульс образовавшегося иона; p_{e1} — импульс образовавшегося электрона.

Ввиду важности этого утверждения рассмотрим его более подробно с точки зрения классических представлений.

Предположим, что электрон с массой m_e испытывает лобовое соударение с неподвижным атомом массой M. Согласно закону сохранения энергии

$$\frac{1}{2} m_e v_{e0}^2 = \frac{1}{2} M v_1^2 + \frac{1}{2} m_e v_{e1}^2 + \Delta, \tag{6.1}$$

где v_{e0} и v_{e1} — скорости электрона до соударения и после соуда-

рения соответственно; v_1 — скорость атома после соударения; Δ — энергия, которая может быть передана атому первичным электроном и затрачена на увеличение внутренней потенциальной энергии атома. Ионизация происходит при условии, что

$$\Delta \geqslant I_и. \tag{6.2}$$

Если $\Delta < I_и$, то происходит возбуждение атома.

Закон сохранения импульса дает

$$m_e v_{e0} = M v_1 + m_e v_{e1}, \tag{6.3}$$

откуда скорость атома

$$v_1 = \frac{m_e (v_{e0} - v_{e1})}{M}. \tag{6.4}$$

Подставляя значение v_1 в (6.1), получаем

$$v_{e0}^2 = v_{e1}^2 + \frac{m_e}{M}(v_{e0} - v_{e1})^2 + 2\frac{\Delta}{m_e}. \tag{6.5}$$

Найдем $\Delta_{макс}$ из условия $\frac{d\Delta}{dv_{e1}} = 0$.

Подставляя значение $\Delta_{макс}$ в условие (6.1), получаем

$$\frac{m_e v_{e0}^2}{2} = \Delta_{макс} \frac{M + m_e}{M}. \tag{6.6}$$

Так как $M \gg m_e$, то отношение $\frac{M + m_e}{M} \approx 1$, и поэтому кинетическая энергия электрона, необходимая для ионизации, действительно практически равна $\Delta_{макс} = I_и$. Таким образом, начальная кинетическая энергия электрона может переходить в потенциальную энергию атома при однократном неупругом соударении, и если кинетическая энергия налетающего электрона превышает энергию ионизации, то может произойти вырывание электрона из атома.

Вырванный из атома электрон может иметь энергию, превышающую энергию возбуждения или ионизации атома. В этом случае образовавшийся электрон в свою очередь может возбуждать и ионизовать атомы газа.

Таким образом, энергия первичного электрона, затрачиваемая на ионизацию атома, должна находиться в пределах между $I_и$ и $2I_и$ (минимальная энергия, которая необходима первичному электрону для ионизации, равна $I_и$, а максимальная равна $2I_и$).

Как уже упоминалось, неупругие соударения могут приводить не только к ионизации, но и к возбуждению атома. Поэтому средняя энергия, необходимая для образования пары носителей заряда, может превышать $2I_и$. Действительно, электрон с кинетической энергией, близкой к $3I_и$, может потратить часть своей энергии (меньше, чем $I_и$) на возбуждение атомов и термализацию, а остальную часть ($2I_и$) — на ионизацию. Таким образом, энергия, затрачиваемая электроном малой энергии на образование пары

носителей заряда, будет больше, чем $2I_и$. Ясно, что для электронов больших энергий такие случаи невозможны, поэтому для газов обычно средняя энергия, идущая на образование пары носителей, заметно меньше, чем $3I_и$. Однако согласно рассмотренной модели энергия, идущая на образование пары носителей заряда, должна расти с уменьшением энергии налетающего электрона. Это заключение подтверждается экспериментально.

В табл. 6.1 приведены значения средней энергии, идущей на образование пары носителей в газе, и отношение этой энергии к потенциалу ионизации. Было установлено, что при прохождении через газ пучка электронов энергия, идущая на образование одной пары ионов, растет с уменьшением энергии электрона. Так, например, при энергии налетающего электрона больше 4 кэВ $\omega_и$ для аргона, азота и воздуха равна соответственно 29 ± 1; 36 и $(32{,}4 \pm 0{,}5)$ эВ. При энергии налетающего электрона около 1 кэВ $\omega_и$ возрастает до значений 33; 45; 45 для аргона, азота и воздуха соответственно.

Для быстрых электронов средняя энергия, идущая на образование пары носителей заряда, близка к 30 эВ. Так как потенция ионизации $I_и \approx 15$ эВ, то выполняется условие $\omega_и \approx 2I_и$.

6.1.2. Особенности образования пары носителей заряда в полупроводниках

В рамках рассмотренной модели соударения электрона с атомным электроном газа основное отличие аналогичного процесса в полупроводнике обусловлено тем, что эффективные массы рожденных электрона и дырки могут быть одного порядка и, кроме того, могут существенно отличаться от массы налетающего электрона.

(Напомним, что эффективная масса вводится с целью учета взаимодействия электрона с решеткой. Тогда движение электрона проводимости в полупроводнике с учетом взаимодействия с решеткой может быть описано как движение свободного электрона с эффективной массой m^*.)

Первое отличие приводит к тому, что вместо одного электрона, образованного в газе, имеющего после ионизации энергию меньше $I_и$ (максимальная энергия выбитого электрона близка к $I_и$), появляются две частицы (электрон и дырка), которые при равенстве их эффективных масс могут каждая иметь энергию, близкую к ширине запрещенной зоны E_g. Это означает, что энергия, затрачиваемая первичным электроном, может быть больше $3E_g$.

Второе отличие приводит к тому, что первичный электрон не может передать всю свою энергию электрону или дырке из-за того, что эффективная масса носителя заряда (электрона или дырки) отличается от массы налетающего электрона. Таким образом, после ионизации (образования электрона и дырки) энергия первичного электрона отлична от нуля. Если она меньше E_g, то элек-

трон будет тратить свою энергию на термализацию (или возбуждение вещества), и эта доля энергии должна быть включена в величину $\omega_и$. Таким образом, максимальная энергия, идущая на образование пары электрон — дырка в полупроводнике, может превышать величину $3E_g$ и по этой причине.

Энергия, которую может передать электрон с энергией E_e и массой m_e частице с массой M, в лобовом соударении

$$\Delta E = \frac{4m_e M}{(m_e + M)^2} E_e. \qquad (6.7)$$

Поэтому чем больше отличается эффективная масса M электрона (дырки) от массы налетающего электрона m_e, тем меньше величина ΔE и тем больше энергия первичного электрона после ионизации. Весьма важно, что эта энергия тем не менее недостаточна для ионизации вещества и поэтому должна входить в величину $\omega_и$. Отсюда следует, что при уменьшении эффективной массы носителя энергия, идущая на образование пары носителей, должна расти.

Эффективная масса электронов и дырок уменьшается при уменьшении ширины запрещенной зоны. Поэтому следует ожидать, что отношение ω/E_g должно расти с уменьшением величины E_g. Такая зависимость действительно наблюдается для ряда полупроводников (см. табл. 6.2).

Таким образом, наименьшие относительные потери на образование пары носителей заряда должны наблюдаться в широкозонных полупроводниках.

Мы видели, что в газах минимальная энергия, идущая на образование пары носителей, примерно равна $I_и$. Оценим таким же способом минимальные потери энергии на образование электрона и дырки в полупроводнике. Будем для простоты считать, что масса налетающего электрона равна эффективной массе электрона.

Пусть скорость налетающего электрона валентной зоны равна v_{n0}, а его скорость после соударения равна v_{n1}. Скорости образовавшихся электронов и дырок равны соответственно v_n и v_p. Из законов сохранения импульса и энергии следует

$$m_n v_{n0} = m_n v_{n1} + m_n v_n + m_p v_p; \qquad (6.8)$$

$$\frac{m_n v_{n0}^2}{2} = \frac{m_n v_{n1}^2}{2} + \frac{m_n v_n^2}{2} + \frac{m_p v_p^2}{2} + E_g. \qquad (6.9)$$

Минимальная энергия первичного электрона находится при условии, что $v_{n1} = v_n = v_p = v$. Эта энергия равна

$$E_i = \frac{m_n v_{n0}^2}{2} = \frac{2m_n + m_p}{(m_n + m_p)} E_g. \qquad (6.10)$$

Если первичной частицей является дырка, то в этой формуле m_n и m_p следует поменять местами.

При равенстве эффективных масс электронов и дырок ($m_n = m_p$) минимальная энергия, как это следует из (6.10), равна $1,5E_g$. Если эффективная масса одного из носителей много больше, чем масса другого (например, $m_p \gg m_n$), то минимальная энергия равна E_g. Последний результат аналогичен полученному ранее для газов. Если $m_n \ll m_p$, то минимальная энергия равна $2E_g$.

Приведенная оценка справедлива для случая, когда налетающая частица имеет такую же массу, как одна из образующихся частиц. Это справедливо в условиях, когда под действием внешнего электрического поля происходит ударная ионизация полупроводника электроном, находящимся в зоне проводимости, или дыркой, находящейся в валентной зоне. В действительности при ионизации полупроводника быстрой заряженной частицей это не так. Масса налетающей частицы не равна эффективной массе электрона или дырки. Поэтому минимальные потери на образование пары носителей заряда в полупроводниках будут больше, чем дает проведенная выше оценка.

6.1.3. Средняя энергия, идущая на образование пары носителей заряда

Проведенные оценки минимальных и максимальных энергий, идущих на образование пары носителей заряда, позволяют указать пределы, в которых должно лежать среднее значение этой величины. Для газов среднее значение $\omega_и$ должно находиться между $I_и$ и $2I_и$ для быстрых электронов. Для медленных электронов $\omega_и$ может превышать $2I_и$. Можно утверждать, что с уменьшением энергии электрона $\omega_и$ должно расти (для одного и того же газа). Если масса налетающей частицы отличается от массы электрона, то $\omega_и$ при прочих одинаковых условиях должно быть больше, чем при ионизации электроном.

Средняя энергия образования пары носителей заряда практически перестает зависеть от энергии налетающей частицы, если она достаточно велика (а именно, много больше потенциала ионизации атома).

Для полупроводников согласно проведенным оценкам отношение $\omega_и/E_g$ должно быть больше, чем аналогичное отношение для газов. Среднее значение $\omega_и$ для широкозонных полупроводников (и условии $m_p \gg m_n$) должно лежать в пределах между $I_и$ и $2I_и$, для узкозонных — среднее значение $\omega_и$ может превышать $3E_g$. Приведенные оценки согласуются с экспериментальными данными, которые приведены в табл. 6.1 (для газов) и 6.2 (для полупроводников).

Как уже упоминалось, средняя энергия $\omega_и$ практически не зависит от энергии быстрой частицы. Для частиц с массой, отличной от массы электрона $\omega_и$, несколько больше. Так, в аргоне при облучении газа α-частицами с энергией 5,3 МэВ значение $\omega_и = 26,39$ эВ, а при возбуждении электронами с энергией 50—

Таблица 6.1. **Средняя энергия образования пары носителей заряда и потенциал ионизации для газов, эВ**

Газ	$I_и$	ω	$\omega/I_и$	$I_и/\omega$
Кислород	12,2	32,2	2,63	0,37
Водород	15,4	38,0	2,46	0,40
Азот	15,5	35,8	2,30	0,43
Аргон	15,8	27,0	1,70	0,58
Гелий	24,6	32,5	1,32	0,75

Таблица 6.2. **Средняя энергия образования пары носителей заряда и ширина запрещенной зоны для полупроводников, эВ**

Полупроводник	E_g	ω	ω/E_g	E_g/ω
Ge	0,67	2,8	4,18	0,24
Si	1,12	3,5	3,12	0,32
AgBr	2,64	5,8	2,19	0,45
Алмаз	5,40	13,2	1,85	0,54

100 кэВ $\omega_и=26{,}25$ эВ. Это расхождение может быть обусловлено тем, что α-частица не может передать электрону в соударении всю свою кинетическую энергию.

Как уже отмечалось, при уменьшении энергии быстрой частицы значение $\omega_и$ растет.

6.1.4. Среднее число образующихся пар носителей заряда

Среднее число пар носителей заряда определяют экспериментально. Зная число пар носителей, можно определить энергию, которую частица передала среде. Эта энергия равна

$$E_п=N_и\omega_и, \quad (6.11)$$

где $N_и$ — число пар носителей заряда, которые образовались в среде при поглощении в ней энергии, равной $E_п$; $\omega_и$ — средняя энергия, идущая на образование одной пары носителей заряда. Если частица теряет всю свою энергию в среде, то величина $E_п$ равна кинетической энергии частицы. Таким образом, по измеренному числу пар носителей $N_и$ можно определить кинетическую энергию частицы.

Точность определения величины $E_п$ таким методом определяется флуктуациями величины $N_и$. Флуктуация величины $N_и$ зависит от флуктуации величины $\omega_и$.

6.1.5. Флуктуации средней энергии, идущей на образование пары носителей заряда

Пусть заряженная частица полностью теряет свою энергию в веществе и образует некоторое число пар носителей заряда.

Это число является случайной величиной. Повторяя эксперимент, мы можем получить другое число пар носителей. Для проведения численных оценок необходимо знать закон распределения случайной величины и в данном случае закон распределения числа пар носителей заряда.

При фиксированном значении энергии частицы флуктуации числа пар носителей заряда определяются флуктуациями величины $\omega_и$. Если бы энергия образования пары носителей заряда флуктуировала по закону Пуассона, то дисперсия $\omega_и$ была бы равна среднему значению $\omega_и$. В действительности дисперсия $\omega_и$ существенно меньше, чем величина $\omega_и$. Это видно из того, что существует минимальная энергия образования пары носителей заряда, а согласно закону Пуассона $\omega_и$ может принимать и меньшие значения. Закон распределения $\omega_и$ в рассматриваемом случае не является законом Пуассона, так как не выполняется основное условие для его осуществления: условие отсутствия последействия. Действительно, вероятность ионизации в данном случае зависит от того, произошло перед этим возбуждение атома или нет.

В грубом приближении можно считать закон распределения величины $\omega_и$ равномерным. (Это заведомо не так, потому что вероятности возбуждения и ионизации зависят от скорости частицы, которая меняется в данном процессе.) Воспользовавшись проведенными оценками максимального и минимального значения величины $\omega_и$, а также экспериментальными значениями средней энергии, идущей на образование одной пары носителей заряда, оценим величину отношения дисперсии $D(\omega_и)$ и величины $\omega_и$ к ее среднему значению $M(\omega_и)$ для различных законов распределения. Для закона Пуассона это отношение равно единице

$$\frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)} = 1.$$

Для равномерного распределения среднее значение

$$M(\omega_и) = \frac{\omega_{макс} + \omega_{мин}}{2}, \qquad (6.12)$$

а дисперсии

$$D(\omega_и) = \frac{(\omega_{макс} - \omega_{мин})^2}{12}; \qquad (6.13)$$

их отношение равно

$$\frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)} = \frac{(\omega_{макс} - \omega_{мин})^2}{6(\omega_{макс} + \omega_{мин})}. \qquad (6.14)$$

Для биномиального распределения (при общем числе соударений, равном N, и вероятности того, что соударение даст пару носителей заряда, равной p) отношение дисперсии к среднему значению равно $1-p$. Вероятность ионизационного столкновения пропорциональна отношению числа столкновений, сопровождающихся ионизацией, к полному числу столкновений.

Естественно допустить, что это отношение пропорционально отношению энергии, идущей непосредственно на образование пары носителей, к средней энергии образования пары (которая включает затраты энергии на возбуждение и термализацию носителей заряда). Тогда для биномиального распределения

$$\frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)} = 1 - \xi \frac{I_и}{\omega_и}. \qquad (6.15)$$

Коэффициент ξ зависит от относительного числа соударений, сопровождающихся ионизацией и возбуждением.

Рассмотрим более подробно равномерное распределение. Представим максимальное и минимальное значения $\omega_и$ в виде $\omega_{макс}=$ $=\omega_и+\delta\omega_и$ и $\omega_{мин}=\omega_и-\delta\omega_и$. Тогда согласно равномерному распределению

$$\frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)}=\frac{(\omega_{макс}-\omega_{мин})^2}{6(\omega_{макс}-\omega_{мин})}=\frac{\delta^2\omega_и}{3}, \qquad (6.16)$$

где

$$\delta = \frac{\omega_{макс}-\omega_и}{\omega_и}. \qquad (6.17)$$

Величина δ может быть определена, если известна средняя энергия образования пары носителей $\omega_и$ и максимально возможная энергия, теряемая на образование пары носителей.

Для газов $\omega_{макс}$ не должно превышать $3I_и$, для полупроводников $4E_g$ (с учетом подпороговых потерь энергии).

Оценка для кремния ($E_g=1{,}12$ эВ; $\omega_и=3{,}5$ эВ) дает величину

$$\delta = \frac{4\cdot 1{,}12-3{,}5}{3{,}5}=0{,}28,$$

откуда

$$\frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)}=\frac{0{,}28^2\cdot 3{,}5}{3}=\frac{0{,}078\cdot 3{,}5}{3}=0{,}09.$$

Для водорода ($I_и = 15{,}4$ эВ; $\omega_и = 38$ эВ)

$$\delta = \frac{3\cdot 15{,}4-38}{38}=0{,}2; \quad \frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)}=\frac{0{,}04\cdot 38}{3}=0{,}50.$$

Для кислорода ($I_и = 12{,}5$; $\omega_и = 32{,}2$)

$$\delta = \frac{3\cdot 12{,}2-32{,}2}{32{,}2}=0{,}136; \quad \frac{D(\omega_и)}{M(\omega_и)}=\frac{0{,}018\cdot 32{,}2}{3}=0{,}2.$$

6.2. Флуктуации числа пар носителей заряда

6.2.1. Флуктуации числа пар носителей заряда при полном поглощении энергии частицы в веществе. Фактор Фано

Флуктуации величины $\omega_и$ приводят к тому, что число пар носителей заряда $N_и=E_п/\omega_и$ также флуктуирует.

Если бы флуктуация величины $N_и$ происходила по закону Пуассона, то отношение дисперсии $D(N_и)$ к среднему значению $M(N_и)=N_{ср}$ было бы равно 1. Тогда по измеренному среднему значению $N_{ср}$ можно было бы провести оценку флуктуации числа пар ионов по обычной формуле

$$N=N_{ср}\pm\sigma. \quad (6.18)$$

Однако теоретические и экспериментальные исследования показали, что флуктуации числа N значительно меньше. Фано установил, что отношение $D(N_и)/M(N_и)$ не равно единице [как для распределения Пуассона, откуда и следует соотношение (6.18)], а существенно меньше единицы. Это отношение получило название фактора Фано; таким образом, $D(N_и)/M(N_и)=F<1$. Вместо выражения (6.18) следует писать

$$N=\bar{N}_{ср}\pm\sigma\sqrt{F}. \quad (6.19)$$

Экспериментально определенное значение фактора Фано для германия равно $F=0{,}06$ и для кремния $F=0{,}07$. Для газов значение F примерно на порядок больше. Так, для аргона $F=0{,}19$.

Если бы вся энергия частицы тратилась только на ионизацию среды, то выполнялось бы условие $\omega_и=I_и$ (для полупроводников $\omega_и=E_g$ или если эффективные массы электронов и дырок равны $\omega_и=1{,}5E_g$). При этом фактор Фано был бы равен нулю. Таким образом, отличие фактора Фано от нуля обусловлено перераспределением энергии между различными каналами потерь (ионизация, возбуждение, термализация).

Фактор Фано можно уменьшить, если в газ ввести примеси, способные ионизоваться при соударении с возбужденной молекулой основного газа. Для этого необходимо, чтобы энергия нижнего возбужденного уровня основного газа была выше, чем потенциал ионизации примесного газа. В этом случае в смеси могут происходить неупругие соударения, приводящие к дополнительной ионизации. Например, в смеси Ne+Ar происходит дополнительная ионизация

$$Ne^*+Ar\rightarrow Ne+Ar^++e.$$

Вероятность таких реакций в благородных газах велика, так как нижний возбужденный уровень метастабилен и время жизни его достаточно велико.

Дополнительная ионизация, возникающая в результате неупругих соударений, заметно уменьшает величину $\omega_и$. Так, например, если в аргоне $\omega_и=27$ эВ, то в смеси Ar+0,2 % C_2H_2 $\omega_и=$ $=21$ эВ.

В результате этого эффекта часть энергии частицы, которая пошла на возбуждение, расходуется на ионизацию. Это приводит к уменьшению фактора Фано. Если бы все энергии частицы расходовались только на ионизацию, то, как уже упоминалось, фактор Фано был бы равен нулю.

6.2.2. Флуктуации числа первичных пар носителей заряда

В отличие от рассмотренного выше случая распределение числа пар носителей заряда, образованных непосредственно первичной частицей, должно подчиняться закону Пуассона, если выполняются условия стационарности, отсутствия последействия и ординарности. Чтобы показать, что эти условия могут выполняться, рассмотрим прохождение быстрой заряженной частицы через слой вещества. Выполнение первого условия означает, что вероятность столкновения, сопровождающегося ионизацией, зависит только от длины отрезка пути, который проходит частица, и не зависит от того, в начале или в конце отрезка произошла ионизация. Это условие выполняется, если плотность среды постоянна и если изменениями характеристики частицы можно пренебречь. Отсутствие последействия в этих условиях также выполняется, потому что вероятность ионизации зависит только от характеристик частицы и среды, а они не изменяются после соударения. Условие ординарности означает, что в одном соударении частица ионизует только один атом, а не два или три. Таким образом, можно считать, что число первичных пар ионов действительно распределено по закону Пуассона.

Если на единице длины пути частица создает в среднем λ пар первичных носителей заряда, то на длине l в среднем будет $a=l\lambda$ пар ионов.

Вероятность образования точно m пар ионов по длине пути l выражается законом Пуассона

$$p_m = \frac{a^m}{m!} \exp(-a).$$

Число пар ионов, образованных непосредственно первичной частицей на пути в 1 см (первичная удельная ионизация), зависит от скорости частицы. При скорости частицы $\sim 0{,}96$ с частица образует минимальное число пар носителей заряда. Для этого условия численные значения первичной удельной ионизации ν [$см^{-1}$] для некоторых газов при нормальных условиях приведены ниже:

Водород	5,2	Аргон	29,4	CH_2	16
Гелий	5,9	Ксенон	44	C_4H_{10}	46
Неон	12	Кислород	22		

6.2.3. Флуктуации полного числа пар носителей заряда

Совершенно другая ситуация возникает при рассмотрении полного числа пар носителей заряда, которые образует частица на пути l. Действительно, в каждом из соударений, сопровождающихся ионизацией (всего таких столкновений в среднем $a=l\lambda$), образуется пара носителей, причем энергия каждого из носителей может превышать энергию, необходимую для ионизации среды.

Для упрощения изложения рассмотрим ионизацию газа, тогда флуктуация полного числа пар носителей заряда будет зависеть от флуктуации числа пар, образованных в треках различных δ-электронов. Число пар носителей заряда, образуемых δ-электроном, зависит от энергии δ-электрона и изменяется в широких пределах от нескольких пар ионов до нескольких сотен пар ионов. Казалось бы, увеличивая толщину слоя вещества, можно существенно уменьшить флуктуацию числа ионов, образующихся в этом слое. Однако в действительности это не так. При увеличении толщины поглощающего слоя растет вероятность образования δ-электрона с большой энергией. Расчет показывает, что практически при любой толщине слоя один из образовавшихся δ-электронов имеет энергию, близкую к суммарной энергии всех остальных δ-электронов. (Естественно, что потери энергии частицей в слое должны быть существенно меньше энергии самой частицы.) Это приводит к тому, что флуктуации числа пар носителей практически не зависят от толщины слоя.

Впервые флуктуация распределения потерь энергии на ионизацию релятивистскими частицами в тонком слое (когда потеря энергии частицей много меньше энергии самой частицы) была получена Л. Д. Ландау. Распределение Ландау несимметрично — с «хвостом» в сторону больших энергий. При больших энергиях хвост спадает в соответствии со спектром δ-электронов. Относительная ширина распределения Ландау мало зависит от характеристики газа и толщины слоя. Ширина распределения Ландау на половине высоты максимума составляет 20—30 % наиболее вероятных потерь на ионизацию. Малая зависимость флуктуации ионизации от толщины слоя газа иллюстрируется следующими числами. Для толщины 1 и 100 см ширина распределения Ландау для различных газов приведена в табл. 6.3.

Таблица 6.3. **Распределение Ландау для некоторых газов**

Газ	Распределение, %		Газ	Распределение, %	
	1 см	100 см		1 см	100 см
Водород	32	23	Аргон	40	27
Гелий	37	26	Ксенон	45	30
Неон	39	27			

Полное число пар ионов, образованных быстрой частицей на пути 1 см (полная удельная ионизация), примерно в 3 раза превышает первичную удельную ионизацию. Однако первичная удельная ионизация флуктуирует по закону Пуассона (при больших числах пар ионов распределение приближается к нормальному), в то время как флуктуации полной ионизации флуктуируют в соответствии с распределением Ландау. Поэтому для определения энергии быстрых частиц желательно измерять первичную ионизацию.

Численные значения полной удельной ионизации ν [$см^{-1}$] при минимуме ионизационных потерь для газов при нормальных условиях приведены ниже:

Водород	9,2	Аргон	94	CH_4	53
Гелий	7,8	Ксенон	307	C_4H_{10}	195
Неон	39	Кислород	73		

6.3. Образование фотонов люминесценции

Значительная доля кинетической энергии быстрой частицы (больше половины) тратится на возбуждение вещества. Однако число образующихся фотонов и число фотонов, могущих выйти из объема детектора, существенно зависит от свойств вещества детектора. Поэтому эти вопросы рассмотрены в гл. 9.

Для количественной характеристики выхода фотонов по аналогии с величиной $\omega_и$ вводится величина $\omega_ф$ — средняя энергия, идущая на образование одного фотона. Тогда число образующихся фотонов можно определить по формуле

$$N_ф = \frac{E_п}{\omega_ф},$$

где $E_п$ — поглощенная в веществе энергия.

Как видно из общей схемы процессов, происходящих в треке заряженной частицы (рис. 5.1), фотоны люминесценции могут возникать по двум каналам: во-первых, при непосредственном возбуждении основного вещества и центров свечения заряженной частицей (правая ветвь) и, во-вторых, в результате рекомбинации носителей заряда. В зависимости от природы вещества преобладающую роль играет либо первый (органические материалы), либо второй (неорганические вещества) канал. В ряде веществ (например, в инертных газах) оба канала играют заметную роль.

Энергия, идущая на образование одного фотона, изменяется от 10 до 100 эВ. Соответственно этому число фотонов при поглощении в веществе энергии около 1 МэВ равно

$$N_ф = \frac{E_п}{\omega_ф} \approx 10^5 \div 10^4 \text{ фотонов.}$$

Энергия фотона изменяется (в зависимости от типа вещества) примерно от 3 до 10 эВ.

Возможно регистрировать либо только число фотонов, либо суммарную энергию, переносимую фотонами. В первом случае сигнал на выходе детектора пропорционален числу фотонов $N_ф$, а во втором величине $N_ф E_ф$, где $E_ф$ — средняя энергия, приходящаяся на один фотон.

Пространственное распределение фотонов для большинства сред можно считать изотропным. Временно́е распределение фо-

тонов целиком определяется свойствами центра свечения. Длительность свечения, определяемая шириной распределения на половине высоты, составляет от 10^{-9} до 10^{-7} с.

6.4. Излучение Вавилова — Черенкова и переходное излучение

Фотоны, возникающие при движении заряженной частицы через диэлектрик со скоростью c/n, где n — показатель преломления, излучаются неизотропно

$$\cos\varphi = \frac{1}{\beta n},$$

где $\beta = v/c$; φ — угол между направлением частицы и фронтом световой волны.

Существенно, что излучение Вавилова—Черенкова возникает только при скорости частицы больше скорости света в среде.

Число образующихся при этом фотонов на единице пути примерно в 50 раз меньше, чем число фотонов люминесценции в органическом сцинтилляторе, и составляет около 450 фотонов на 1 см.

Число фотонов переходного излучения, возникающего при пересечении быстрой частицы границы вещества с другим показателем преломления, составляет примерно 1/137, т. е. один фотон возникает при пересечении примерно 100 границ (подробнее см. гл. 10).

6.5. Тепловой эффект

Увеличение температуры в треке частицы происходит в результате термализации горячих носителей, безызлучательной рекомбинации носителей заряда, в результате безызлучательных переходов при захвате носителей и при возвращении возбужденного вещества в основное состояние.

Практически вся энергия быстрой частицы либо уходит из трека в виде различных излучений, либо переходит в тепловую энергию, что приводит к локальному нагреву вещества, либо переходит в потенциальную энергию разделенных зарядов.

Доля энергии, переходящей в тепло, очень сильно зависит от свойств вещества и может достигать 100 %.

6.6. Потенциальная энергия носителей заряда

Энергия быстрой частицы, которая тратится на пространственное разделение зарядов, частично переходит в потенциальную энергию центров захвата, частично в потенциальную энергию свободных носителей заряда. Энергия, запасенная на центрах захвата, может стимулировать образование дефектов структуры (вследствие электростатического взаимодействия зарядов, которое

приводит к их пространственному смещению). Путем внешних воздействий (теплом или электромагнитным излучением) запасенная на центрах захвата энергия может быть освобождена. При этом может возникнуть термостимулированная люминесценция либо термостимулированный ток. Оба эти эффекта используются для детектирования излучений.

Глава 7

ПРИНЦИПЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ

Детектирование любого вида излучения сводится в итоге к детектированию заряженных частиц. Детектирование заряженных частиц основано на регистрации эффектов, которые возникают в треке частицы, и на регистрации эффектов, возникающих при взаимодействии треков.

Эффекты, связанные с взаимодействием треков, играют заметную роль только при большой интенсивности излучения, когда среднее расстояние между треками меньше определенного значения, зависящего от свойств вещества, и когда вероятность перекрытия треков (во времени и пространстве) велика. Эти эффекты приводят к нарушению линейной связи между поглощенной энергией в детекторе и сигналом на его выходе. Поэтому в детекторе, работающем в пропорциональном режиме, эти эффекты отсутствуют.

Основная часть главы посвящена рассмотрению принципов детектирования эффектов, возникающих в треке заряженной частицы, а также при движении трека в среде.

Физические основы наиболее широко развитых методов — ионизационного и сцинтилляционного, а также метода трековых детекторов подробно рассмотрены в гл. 8, 9 и 12. Поэтому в данной главе, кроме основных принципов детектирования частиц, кратко изложены методы, которые в других главах не рассматриваются: методы, основанные на измерении заряда, калориметрические методы, методы, основанные на явлении сверхпроводимости, эмиссионный метод, а также комбинированные методы, число которых может быть весьма велико.

Принципы, изложенные в данной главе, осуществляются с помощью различных методов и детекторов, поэтому по мере ознакомления с различными детекторами следует возвращаться к систематике, развитой в данной главе.

Локализация и перенос трека. Следует отметить два различных подхода к регистрации эффектов, возникающих после прохождения заряженной частицы через вещество. Первый подход основан на регистрации трека частицы (или регистрации процессов в треке) в той области, где он образовался. Классическим примером реализации этого подхода являются камера Вильсона и люминесцентная камера.

Второй подход основан на регистрации процессов, происходящих при переносе трека от места его образования к собирающему устройству. Очевидно, что для осуществления такого переноса необходимо, чтобы образовавшиеся в треке возбужденные состояния могли свободно перемещаться в объеме детектора. Классическим примером осуществления второго подхода является дрейфовая камера, где термализованные электроны перемещаются электрическим полем через среду (газ, твердое тело, жидкость) к собирающему электроду. Другой пример — это перенос электронного следа в вакууме, осуществляемый в ЭОП и в эмиссионных камерах.

Сравнение показывает, что требования, предъявляемые к детектирующим средам для осуществления первого и второго подходов, совершенно различны. Во втором случае (дрейфовая камера) носители заряда должны свободно перемещаться и не должны захватываться на всем пути дрейфа (от места образования до места регистрации). Это накладывает жесткие требования к чистоте применяемых детектирующих сред. Чтобы избежать захвата носителей заряда примесями, требуется многократная очистка применяемых газов, жидкостей и твердых тел.

В первом случае (камера Вильсона) носители заряда должны захватываться и образовывать капли как можно ближе к месту своего возникновения. Чем быстрее захватятся носители заряда, тем у́же будет пространственное распределение зарядов и тем с большей точностью может быть определена координата следа частицы. Вероятность захвата носителей можно изменять в широких пределах, вводя в детектирующую среду различные примеси или осуществляя очистку среды от примесей.

Таким образом, можно выделить две группы различных методов регистрации процессов и эффектов, которые возникают в объеме детектора после попадания в него заряженной частицы. Первая группа основана на регистрации процессов в локализо-

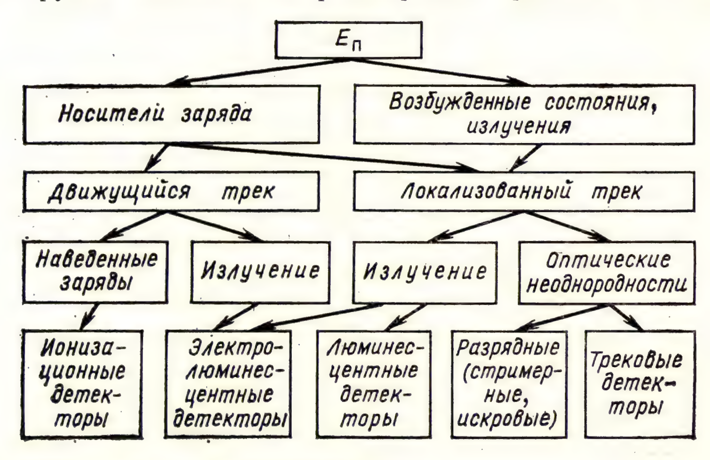


Рис. 7.1. Основные методы и детекторы

ванном треке (рис. 7.1, правая ветвь и рис. 7.2). Вторая группа — на регистрации процессов, происходящих при переносе зарядов, образовавшихся в треке, из одной области детектора в другую с помощью электрического поля (рис. 7.1, левая ветвь и рис. 7.3). При движении носителей заряда в электрическом поле на электродах возникают наведенные заряды и ряд других эффектов (электролюминесценция, вторичная ионизация и др.), регистрация которых и составляет сущность второй группы методов.

7.1. Усиление и регистрация эффектов в локализованном треке

Существуют две возможности наблюдать эффекты в локализованном треке: первая заключается в регистрации излучения, выходящего из трека, вторая — в регистрации оптических неоднородностей, возникающих в треке (рис. 7.2).

Природа излучения, выходящего из трека, может быть совершенно различна (например, свечение возбужденных атомов или излучение Вавилова — Черенкова и т. д). Вместе с тем методы его регистрации могут быть идентичны. Так, в большинстве случаев для регистрации фотонов применяют фотоэлектронные умножители, полупроводниковые фотоэлементы, для регистрации изображений — ЭОП. Принципы работы этих приборов здесь не рассматриваются.

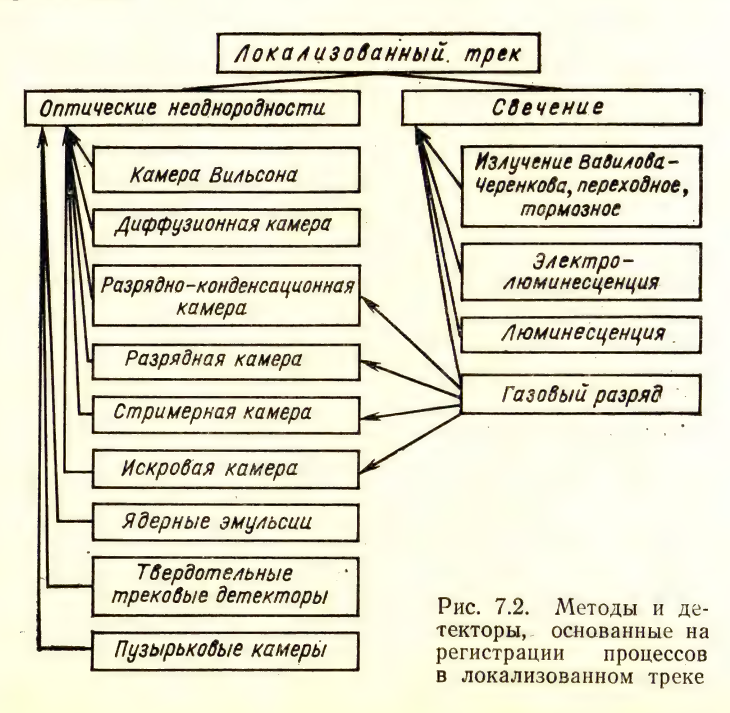


Рис. 7.2. Методы и детекторы, основанные на регистрации процессов в локализованном треке

Природа наблюдаемых неоднородностей также различна. Оптические неоднородности возникают в газовом разряде в основном из-за изменения температуры и давления в треке частицы (стримерная камера, искровая камера) при конденсации пара на ионах (камера Вильсона), при образовании пузырьков в перегретой жидкости (пузырьковая камера), в ядерных эмульсиях (кристаллы AgBr), в твердотельных трековых детекторах. Вместе с тем методика регистрации неоднородностей, возникающих в веществе после прохождения частицы, может быть идентична.

Эффекты, возникающие в веществе в результате прохождения через него быстрой частицы, количественно достаточно малы (например, десять пар ионов на пути в 1 см в газе). Для регистрации этих эффектов необходимо усиление. Существуют две различные возможности. Первая — это внешнее усиление. Излучение, выходящее из трека, регистрируют с помощью приемника излучения, например с помощью фотомножителя. ФЭУ позволяет регистрировать отдельные фотоны (с энергией фотона порядка нескольких электрон-вольт).

Вторая возможность основана на осуществлении внутреннего усиления, когда происходит усиление эффектов в самом треке. Внутреннее усиление осуществляется за счет энергии внешнего электрического поля (в электрическом поле происходит ударная ионизация и другие эффекты, в результате чего увеличивается число пар носителей заряда и число возбужденных состояний); за счет энергии метастабильного состояния вещества (пересыщенного пара, перегретой жидкости, пересыщенных растворов); за счет химической энергии (выявление дефектов травлением в растворителе).

В этом разделе рассмотрены основные принципы регистрации эффектов в локализованном треке. Более подробно методы и приборы, позволяющие реализовать эти принципы, рассмотрены в гл. 12.

7.1.1. Регистрация фотонов

Фотоны, возникающие в треке быстрой заряженной частицы, в результате различных процессов (люминесценция, излучение Вавилова — Черенкова, переходное излучение, тормозное излучение) могут быть зарегистрированы внешним детектором. Для этой цели применяются фотоприемники различных типов: вакуумные фотоприемники без умножения, вакуумные приемники с умножением числа электронов, вакуумные приборы с усилением и переносом изображения (усилители яркости), вакуумные приборы, позволяющие получать изображение и осуществлять развертку изображения во времени (ЭОП), полупроводниковые детекторы (ППД), газонаполненные детекторы. Этот неполный перечень (в него не вошли так называемые позиционно-чувствительные детекторы) указывает на большие возможности метода, основанного на регистрации фотонов.

Какие же задачи можно решать, регистрируя фотоны, выходящие из локализованного трека? Перечислим основные.

1. Определение энергии, поглощенной в объеме детектора, по числу зарегистрированных фотонов люминесценции. Для этого необходимо измерить число фотонов, выходящих из детектора, по нему вычислить число образовавшихся в треке фотонов и затем определить энергию частиц, которая была затрачена на образование этих фотонов. Для решения этой задачи обычно применяют ФЭУ и ППД.

2. Определение момента времени прохождения заряженных частиц через детектор. Для этого необходимо знать, как распределены фотоны, образовавшиеся в треке во времени, пространственное распределение источника фотонов. Для решения задачи применяют ФЭУ, ППД, ЭОП.

3. Определение пространственных координат трека. Пространственные координаты трека могут быть определены либо после фотографирования трека, либо по отношению величин сигналов от приемников фотонов, расположенных на различных расстояниях от трека, либо по соотношению времени распространения фотонов от трека до приемников фотонов.

4. Получение изображений люминесцирующей области. Эта задача отличается от предыдущей тем, что здесь возможно значительное перекрытие треков.

5. Измерение углового распределения фотонов излучения Вавилова — Черенкова. Для этого обычно применяют системы с большим числом фотоумножителей (обычных и годоскопических).

В последующих разделах рассматривается только люминесценция, т. е. процесс, обусловленный переходом возбужденных центров свечения (атомов, молекул и др.) в основное состояние. Число фотонов, возникающих в этом процессе, зависит от поглощенной энергии и в ряде случаев пропорционально ей.

Люминесцентная камера. Принцип работы люминесцентной (или сцинтиляционной) камеры чрезвычайно прост. Заряженная частица, проходя через среду, вызывает люминесценцию. Эта люминесценция, возникающая в треке частицы, фотографируется с помощью ЭОП. Люминесцентная камера была создана в 1954 г. Наблюдались треки частиц в кристалле CsI(Tl).

Следует отметить, что первые визуальные наблюдения сцинтилляции были проведены еще в 1903 г.

Основной недостаток сцинтилляционной камеры — сравнительно малое число фотонов, вылетающих из трека частицы в сцинтилляторах, которые имеют малое время высвечивания. Это не позволяет различить на фотографии трека первичную и полную ионизацию. Поэтому сцинтилляционная камера дает значительно меньше данных об исследуемой частице, чем камера Вильсона или разрядно-конденсационная камера.

Люминесценция под действием короткого импульса электрического поля. Образовавшиеся в треке заряженной частицы но-

сители заряда под действием короткого импульсного электрического поля могут на длине свободного пробега получить энергию, достаточную для возбуждения, но недостаточную для ионизации вещества. В таком процессе длительность возникающей электролюминесценции определяется длительностью импульса электрического поля.

Грубую оценку длительности электрического импульса можно сделать для двух различных типов разряда: лавинного и стримерного. Скорость распространения лавины около 10^6 см/с, скорость распространения стримера примерно 10^8 см/с. Тогда, если ожидаемый поперечный размер трека в направлении вектора напряженности электрического поля не должен превышать 10^{-1} см, длительность электрического импульса должна быть 10^{-7} с для лавинного и 10^{-9} с для стримерного разряда.

С другой стороны, при заданной длительности электрического импульса размер лавины (а следовательно, и размер трека в направлении вектора электрического поля) будет зависеть от интервала времени между моментом прохождения частицы через детектор и моментом окончания электрического импульса. Поэтому, если точно фиксировать момент окончания электрического импульса t_1, то по длине трека можно определять момент прохождения частицы через среду. Действительно, длина трека пропорциональна промежутку времени Δt между моментом окончания импульса и моментом прохождения частицы через среду t_0. Поэтому момент прохождения частицы через среду $t_0 = t_1 - \Delta t$.

Размер трека в направлении поля можно измерить различными способами, например фотографированием усиленного трека.

Длительность свечения зависит не только от длительности импульса электрического поля, но и от длительности самой люминесценции, которая может быть значительной (10^{-8} с для флуоресценции и 10^{-6} с для фосфоресценции используемых для регистрации частиц веществ).

Возникающее свечение (электролюминесценция или в случае электрического поля большой напряженности свечение газового разряда) можно регистрировать ЭОП, а при большом числе фотонов — непосредственно фотографировать.

Разрядная камера. Усиление свечения в треке с помощью электрического поля легко осуществить, если в качестве детектирующей среды применить газ. Разрядная камера — это прибор, в котором с помощью ЭОП регистрируется свечение газового разряда, возникающего в треке частиц. Сравнительно небольшое число фотонов, возникающих в разряде, создает значительные трудности при регистрации трека.

Стримерная камера. Существенное усиление свечения в треке достигается с помощью стримерной камеры. Под действием короткого импульса электрического поля в газе возникает стримерный разряд. Возникающее свечение регистрируется с помощью оптических систем.

Условия возникновения разряда, основные характеристики камеры и ее применение рассмотрим в разделе «Стримерная камера» (гл. 12).

Искровая камера. При увеличении длительности импульса электрического поля длина стримера растет. При большой длительности импульса и большой мощности, вкладываемой в разряд, стримерный разряд переходит в искровой. При этом существенно увеличивается число фотонов, возникающих в треке, но совершенно стирается информация о числе пар ионов, которые образовала регистрируемая частица. Таким образом, искровая камера позволяет определять только координаты трека частицы.

7.1.2. Создание и регистрация оптических неоднородностей

Оптические неоднородности, возникающие в треке в результате ионизации и выделения тепла, удается регистрировать только после усиления. Усиления основано на накачке энергии в область вблизи трека частицы. Перечислим основные виды энергии, идущей на образование неоднородности в области трека частицы.

1. Энергия электрического поля (импульсного и высокочастотного). За счет энергии электрического поля происходит дополнительное возбуждение и ионизация среды. Это приводит к изменению оптических характеристик детектирующей среды в области трека частицы (изменение показателя преломления, изменение коэффициента поглощения).

Применяется в основном в газовых детекторах, возможно применение и в полупроводниковых.

2. Энергия метастабильного состояния. Метастабильное состояние является неустойчивым. Переход из метастабильного состояния в устойчивое стабильное происходит с выделением энергии. Пример метастабильных состояний — пересыщенный пар, перегретая или переохлажденная жидкость, пересыщенные жидкие и твердые растворы. Сверхпроводящее и сверхтекучее состояние также может быть метастабильным. Метастабильным может быть возбужденное состояние атома или молекулы. Заряженная частица может стимулировать переход вещества из метастабильного состояния в стабильное.

До настоящего времени широкое применение для регистрации треков частиц нашли только два метастабильных состояния: пересыщенный пар и перегретая жидкость. Вдоль траектории частицы в пересыщенном паре конденсируются капли, а в перегретой жидкости возникают пузырьки. Образование и рост новой фазы начинается на зародышах. Природа зародышей, возникающих после прохождения быстрой частицы, в пересыщенном паре и в перегретых жидкостях совершенно различна. В пересыщенном паре зародышем жидкой фазы являются ионы. В перегретой жидкости зародышем пузырька является локальный перегрев.

3. Под действием излучения происходят химические реакции с образованием веществ, которые затем могут быть обнаружены оптическими методами. Например, полимеризация в газовой фазе под действием излучения может привести к образованию твердого полимера.

4. В твердых диэлектриках заряженная частица вызывает перераспределение зарядов (разделение электронов и ионов). Затем происходит смещение атомов. Если после этого диэлектрик поместить в растворитель, то под действием растворителя возникшая неоднородность увеличивается до размеров, которые можно видеть в оптический микроскоп.

5. В дисперсных системах тоже возможно создание оптических неоднородностей. Хорошо известным примером является ядерная эмульсия, состоящая из микрокристаллов AgBr, взвешенных в желатине.

Полученные оптические неоднородности в треке можно регистрировать вследствие рассеяния света на них, а также специальными методами, развитыми в основном в газодинамике (метод темного поля и т. д.). В настоящее время развиваются голографические методы.

Какие же основные задачи можно решать, регистрируя оптические неоднородности, возникающие в треке частицы? Все они определяются той информацией, которая содержится в регистрируемом (благодаря этим неоднородностям) треке. Это, во-первых, геометрические характеристики трека, во-вторых, данные о первичной и вторичной ионизации. Энергия, идущая на образование элемента трека (капли, пузырьки, микрокристаллы), существенно различаются для различных детекторов. Это можно использовать для идентификации частиц высокой энергии.

Оптические неоднородности создают с помощью трековых детекторов. Практически каждый трековый детектор (см. гл. 12) представляет собой замкнутый объем, заполненный газом, жидкостью или твердым телом, в котором тем или иным путем получена оптическая неоднородность вблизи траектории частицы. Эти оптические неоднородности (капли в камере Вильсона, пузырьки в пузырьковой камере, зерна серебра в ядерной эмульсии, стримеры в стримерной камере и т. д.) могут быть зарегистрированы одними и теми же методами: путем фотографирования неоднородностей благодаря рассеянию на них света, путем теневых методов и голографических методов. Принципы создания оптических неоднородностей в трековых детекторах рассмотрены в гл. 12.

7.2. Усиление и регистрация эффектов в движущемся треке

Сущность метода состоит в регистрации эффектов, возникающих при движении образованных частицей зарядов через объем детектора (рис. 7.3).

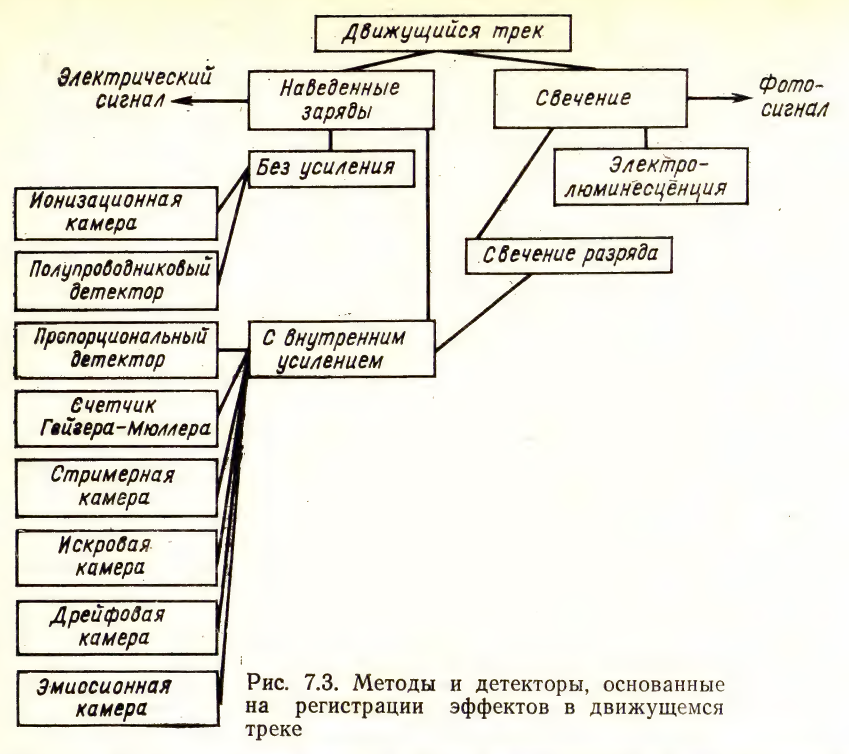


Рис. 7.3. Методы и детекторы, основанные на регистрации эффектов в движущемся треке

Одним из основных является метод измерения наведенных токов и зарядов, возникающих на электродах при движении между ними носителей заряда. Метод является весьма общим, так как заряды на электродах наводятся в детекторе независимо от того, чем заполнен объем детектора. Объем детектора может быть заполнен газом, жидкостью, твердым телом, может быть откачан до высокого вакуума. Во всех случаях при движении носителей заряда в объеме детектора на электродах возникают заряды, которые можно определить, воспользовавшись теоремой Рамо — Шокли (см. гл. 8).

Другой метод этой группы заключается в переносе зарядов, вышедших из трека частицы, к детектору, расположенному на некотором расстоянии от области, через которую прошла частица и образовала трек. Зная скорость дрейфа носителей заряда в объеме детектора, можно по времени дрейфа определить координаты области, в которой частица образовала трек. Это осуществляется в дрейфовых камерах. Определение координат трека частицы с помощью дрейфовой камеры широко применяется в физике высоких энергий.

В однородном электрическом поле можно осуществить перенос трека, образованного в среде и состоящего из электронов (или ионов, или дырок), на значительные расстояния (1 м). Ха-

рактеристики такого трека будут изменяться в процессе дрейфа вследствие диффузии (если перемещение электронов происходит в среде) или расплывания за счет начального распределения скоростей (если перемещение электронов происходит в вакууме). В результате такого перемещения можно осуществить также перенос трека через границу раздела двух фаз и последующую регистрацию электронного трека в газовом детекторе (при условии, что трек образовался в жидкости или твердом теле). Это осуществляется в эмиссионных детекторах.

И наконец, возможна регистрация свечения, возникающего при движении трека в среде. На этом явлении основаны электролюминесцентные детекторы. Регистрация наведенных зарядов, возникающих в объеме детектора под действием излучения, лежит в основе работы большого класса ионизационных детекторов: ионизационных камер, полупроводниковых детекторов с внутренним усилением (как на основе газов, так и на основе полупроводников), газоразрядных детекторов различного типа (см. левую ветвь рис. 7.3).

Как уже упоминалось, при движении через среду в электрическом поле электрон может на длине свободного пробега приобрести энергию, достаточную для возбуждения среды. В этом случае по пути электрона останутся возбужденные состояния. Движение электрона в среде будет сопровождаться свечением. Это свечение (электролюминесценция) может быть зарегистрировано. Такой метод усиления широко применяется в пропорциональных детекторах. Очевидно, что свечение возникает практически во всех газоразрядных детекторах (рис. 7. 3). Поэтому одновременно с регистрацией наведенных токов и зарядов в ряде случаев измеряется и излучение газового разряда, что позволяет существенно расширить возможности метода.

7.2.1. Регистрация наведенных токов, зарядов и электролюминесценции в газонаполненных детекторах

Существует большое число различных ионизационных детекторов, рабочим веществом в которых является газ. Детекторы различаются и по принципу действия, и по области применения.

Основное различие заключается в методах усиления ионизационного эффекта. С этой точки зрения все газовые ионизационные детекторы могут быть разделены на несколько типов.

1. Ионизационные детекторы без газового усиления. В этом случае сигнал на выходе детектора усиливается с помощью внешнего устройства.

2. Ионизационные электролюминесцентные детекторы, в которых электроны, образованные быстрой заряженной частицей, получают в электрическом поле энергию, достаточную для возбуждения атомов (молекул) газа.

3. Пропорциональные детекторы, в которых электрическое поле достаточно велико для образования электронных лавин за счет ударной ионизации.

4. Гейгеровские счетчики, в которых электронная лавина в результате фотонной ионизации вызывает развитие разряда вдоль анодной нити (самогасящиеся счетчики) или по всему объему в результате эмиссии электронов с катода (несамогасящиеся счетчики).

5. Стримерные детекторы, в которых напряженность электрического поля в объеме так велика, что электронные лавины образуют (существенную роль играет фотонная ионизация) стример. В зависимости от условий (наполнение объема различными газами, напряженности электрического поля) стример может «погаситься» либо перерасти в искру.

6. Искровые детекторы, в которых возникает искровой разряд.

7.2.2. Регистрация наведенных токов, зарядов и электролюминесценции в конденсированных средах

При увеличении плотности газа длина свободного пробега электрона уменьшается. Поэтому при увеличении плотности рабочего вещества пространственное разрешение детектора должно улучшаться. С этой точки зрения особый интерес представляют жидкие и твердые инертные газы. Существенно, что энергия образования пары носителей заряда в конденсированных газах меньше, чем в неконденсированных. Так, например, в кристаллическом ксеноне средняя энергия идущая на образование пары носителей, равна 12,1 эВ. Конденсированные инертные газы сравнительно легко подвергаются очистке от примесей, что позволяет получить большие дрейфовые промежутки (порядка 1 м).

Однородный полупроводниковый детектор также можно рассматривать как твердотельную ионизационную камеру. Основное отличие однородного полупроводникового детектора от газовой ионизационной камеры заключается в следующем. В полупроводниках энергия образования пары носителей заряда (электрона и дырки) существенно меньше, чем в газах. Подвижности носителей заряда различаются всего в несколько раз (в газах на несколько порядков). Подвижность носителей заряда в полупроводниках больше. Захват носителей заряда в полупроводниках приводит к образованию неподвижных центров — ловушек с различным временем жизни, центров рекомбинации и центров люминесценции. Весьма важная особенность полупроводниковых детекторов — возможность выхода носителей заряда из объема твердотельного детектора в электроды, а также в газ или в вакуум.

Возможность прохождения носителей заряда через электроды приводит к ряду новых эффектов, которых нет в газах, например к эффекту зарядового усилия, в котором существенную роль играет многократное прохождение электронов через объем детектора.

Энергия образования пары носителей заряда тем меньше, чем меньше ширина запрещенной зоны. Однако при уменьшении ширины запрещенной зоны увеличивается число темновых носителей заряда. Это увеличивает уровень шумов и, следовательно, ухудшает энергетическое разрешение. Для уменьшение темнового тока применяют неоднородные детекторы, в которых тип проводимости (электронный или дырочный) различен в различных участках полупроводника. В таких детекторах темновой ток создается неосновными носителями заряда, и поэтому он существенно меньше, чем в однородном беспримесном полупроводнике. Детекторы с переходами часто применяют в различных полупроводниковых детекторах.

В полупроводниках, так же как и в газах, возможен процесс ударной ионизации. В принципе можно построить все типы детекторов, которые уже есть для газовой фазы. Однако процессы размножения носителей заряда в полупроводниках и процессы генерации фотонов в полупроводниках имеют свои особенности. Это в одних случаях не позволяет реализовать уже известные принципы (осуществленные для газовых детекторов), а в других случаях позволяет получить новые типы детекторов (например, с зарядовым усилением или детекторы, в которых используется эффект каналирования заряженных частиц).

В примесных полупроводниках энергия ионизации примеси существенно меньше ширины запрещенной зоны. Например, в германии с электронной проводимостью она составляет 10^{-2} эВ. Соответственно ударная ионизация примеси начинается при полях напряженностью несколько вольт на сантиметр.

7.3. Методы, основанные на измерении заряда поглощенных частиц

7.3.1. Зарядовые детекторы заряженных частиц

Наиболее простой и часто применяемый детектор зарядового типа — это цилиндр Фарадея. Заряженная частица, попадая внутрь цилиндра через открытый торец (торец может быть закрыт тонким фильторм), попадает на коллектор. Конструкцую цилиндра выбирают из условия возможно полного собирания заряженных частиц (в том числе и рассеявшихся от поверхности коллектора). Для уменьшения коэффициента отражения электронов коллектор целесообразно делать из материалов с малым атомным номером. Тормозное излучение, возникающее при торможении заряженных частиц в веществе коллектора, может регистрироваться внешними детекторами. Зарядовый детектор обладает хорошим временны́м разрешением — порядка 10^{-10} с.

7.3.2. Зарядовые детекторы γ-квантов и нейтронов

При взаимодействии γ-квантов и нейтронов с веществом образуются заряженные частицы. Попадая на изолированный ме-

таллический электрод, заряженные частицы заряжают его или создают ток в его цепи. Измеряя собранный заряд (или ток в цепи детектора), можно регистрировать γ-излучение или нейтроны.

Детектор состоит из двух электродов, разделенных вакуумом или изолятором. γ-Кванты, взаимодействуя с веществом детектора, образуют электроны. Некоторая часть электронов попадает на коллектор, заряжая его относительно эмиттера. Электроды детектора имеют цилиндрическую, либо плоскую геометрию.

Аналогично работает зарядовый детектор нейтронов. В эмиттере происходит преобразование энергии нейтронов в энергию заряженных частиц. Образовавшиеся заряженные частицы попадают на коллектор и заряжают его. Такие детекторы, так же как и детекторы γ-излучения, называют детекторами прямой зарядки.

7.4. Калориметрические методы

Кинетическая энергия, теряемая заряженными частицами в данной массе вещества, независимо от механизма первичного действия частично превращается в тепловую энергию атомов и молекул. Изменение тепловой энергии тела под действием излучения определяют по изменению его температуры. Таким образом, калориметрический метод основан на прямом измерении изменения температуры. Если при поглощении излучения любого вида температура тела с массой M и удельной теплоемкостью $C_{\text{м}}$ повышается на ΔT градусов, то количество тепловой энергии, сообщаемое телу, равно.

$$\Delta Q = C_{\text{м}} M \Delta T. \tag{7.1}$$

Таким образом, для определения поглощенной энергии излучения в объеме детектора с помощью калориметрического метода необходимо измерять небольшие изменения температуры. Так, например, поглощение энергии порядка 10^{-5} джоулей в массе один грамм повышает температуру вещества примерно на 10^{-3} градусов.

Вместе с тем в ряде случаев даже небольшое повышение температуры может привести к резкому изменению состояния вещества, например к фазовому переходу. Такие фазовые переходы при локальном разогреве вещества наблюдаются в перегретой жидкости, в перегретых сверхпроводниках (см. следующий раздел) и в других метастабильных состояниях вещества.

Временно́е разрешение калориметрических детекторов малых объемов достаточно велико (10^{-9} с).

7.5. Методы, основанные на применении явления сверхпроводимости

Сверхпроводимость — это особое состояние некоторых веществ (в основном металлов, их сплавов и полупроводников), в котором вещество обладает нулевым активным сопротивлением.

Существуют пороговые (критические) значения температуры образца, тока, протекающего через него, и напряженности магнитного поля, называемые критическими. При превышении каждого из этих значений образец переходит из сверхпроводящего состояния в нормальное. Между критическими параметрами имеются следующие соотношения:

$$I_c = I_0\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right]; \qquad (7.2)$$

$$H_c = H_0\left[1 - \left(\frac{T}{T_c}\right)^2\right], \qquad (7.3)$$

где I_0 и H_0 — критические ток и напряженность магнитного поля при $T=0$. К. При температуре $T<T_c$ взаимодействие электронов приводит к объединению их в пары (так называемые куперовские пары). Появляется энергетическая щель в электронных состояниях, обозначаемая 2Δ. Ширина этой щели составляет 10^{-3} эВ.

Сверхпроводники первого рода являются идеальными диамагнетиками. Поле внутри такого сверхпроводника, помещенного во внешнее магнитное поле, равно нулю (эффект Мейснера). У сверхпроводников второго рода существуют два критических магнитных поля H_{C_1} и H_{C_2}. При достижении поля H_{C_1} сверхпроводник переходит в смешанное состояние, которое сопровождается проникновением в сверхпроводник магнитного поля в виде системы вихревых нитей, каждая из которых несет квант магнитного потока. Это состояние сохраняется вплоть до значений H_{C_2}. При больших магнитных полях сверхпроводимость полностью разрушается. В случае сверхпроводника, имеющего дефекты кристаллической структуры или примесные центры, вихри закрепляются на этих неоднородностях (центрах пининга) и образуют жесткую решетку. При движении вихрей в сверхпроводнике выделяется тепло.

Переход сверхпроводников первого рода в магнитном поле из сверхпроводящего состояния в нормальное является фазовым переходом первого рода и характеризуется наличием скрытой теплоты перехода. По аналогии с фазовым переходом жидкость — пар для сверхпроводников первого рода возможно существование перегретого и переохлажденного состояния, создаваемых температурой и магнитным полем.

При постепенном повышении тока в сверхпроводящих проволоках или пленках сверхпроводимость разрушается сначала в одной локализованной области образца. После образования области нормального состояния, полностью охватывающей сечение образца, в ней начинает выделяться джоулево тепло. Если условия теплообмена таковы, что генерация джоулева тепла превышает его рассеивание в окружающую среду, то наблюдается процесс теплового распространения нормальной фазы от

места первоначального разрушения сверхпроводимости к концам образца. Все эти явления в том или ином виде лежат в основе работы сверхпроводящих детекторов.

На основе сверхпроводящих пленок и проволок существуют детекторы двух типов. Это детекторы, регистрирующие отдельные заряженные частицы, и сверхпроводящие болометры, предназначенные для регистрации и измерения потоков излучения.

Практически все детекторы, регистрирующие отдельные частицы, работают вблизи фазового перехода.

Малая ширина энергетической щели и малая энергия, необходимая для создания пары свободных носителей, приводит к увеличению числа носителей при регистрации заряженных частиц и уменьшению их относительного статического разброса. Это обстоятельство очень важно при регистрации тяжелых ионов, так как при взаимодействии тяжелых ионов с веществом детектора большую роль играют ядра отдачи, обладающие энергией ниже порога чувствительности традиционных детекторов.

В настоящее время разработаны три основных типа сверхпроводящих детекторов: детекторы на основе тонких сверхпроводящих пленок, проволок, коллоидные сверхпроводящие детекторы и детекторы, основанные на использовании туннельного эффекта.

7.6. Эмиссионный метод

В основе эмиссионного метода лежит идея, заключающаяся в разделении функций детектора: регистрируемая частица передает энергию конденсированному веществу, а усиление эффекта и его регистрация осуществляется в другом объеме детектора или в другом детекторе (обычно газонаполненном или вакуумном). Такое разделение функций осуществляется во многих случаях. Например, разделение функций в сцинтилляционном методе лежит в его основе: световая вспышка создается в объеме сцинтиллятора, а ее регистрация осуществляется другим детектором (ФЭУ, ЭОП и ППД). Развивающийся в настоящее время ионизационный эмиссионный метод обладает значительно бо́льшими возможностями, чем сцинтилляционный. Для сцинтилляционного метода существенную роль играет процесс переноса фотонов через границу раздела — поверхность, отделяющую сцинтиллятор от фотоприемника. Еще большую роль играет граница раздела в эмиссионном методе, через которую должны пройти носители заряда из одной фазы в другую.

Ионизационный эмиссионный метод заключается в том, что частица создает ионизацию в конденсированном веществе (в жидком или твердом диэлектрике), а усиление ионизационного эффекта и его регистрация осуществляется в газе или в вакууме. Для этого электроны, образованные частицей в конденсированной фазе «вытягиваются» с помощью электрического поля через поверхность раздела в газовую фазу (или вакуум). Электроны в газовой фазе или вакууме регистрируют известными методами.

В качестве диэлектрика применяют конденсированные (жидкие или твердые) инертные газы, органические жидкости (гексан, *изо*-октан). Все вещества должны быть очищены от электроотрицательных примесей (например, кислорода), захватывающих электроны. Регистрация электронов, выходящих в газ, осуществляется с помощью стримерной камеры, диффузионной и разрядно-конденсационной камер или камеры Вильсона. В вакууме (над поверхностью кристалла) можно сфокусировать электроны, вышедшие из кристалла, методами электронной оптики и зарегистрировать электронное изображение аналогично тому, как это происходит в ЭОП.

Рассмотрим основные физические процессы, определяющие свойства эмиссионного детектора.

Для пространственного разделения электронов и ионов, образованных релятивистской частицей в конденсированных инертных газах, требуется напряженность электрического поля порядка нескольких киловольт на 1 см. Избежавшие рекомбинации электроны дрейфуют в веществе по силовым линиям электрического поля. Скорость дрейфа электронов в поле напряженностью порядка 10^5 В/см составляет 10^6 см.

Электрон, подошедший к поверхности конденсированного вещества, может выйти на поверхность или в вакуум. Работа выхода электронов для большинства конденсированных газов меньше 1 эВ, а для некоторых веществ она отрицательна. Примерами таких веществ служат легкие конденсированные газы (водород, гелий, дейтерий, некоторые органические жидкости). Дрейфующие в электрическом поле электроны с энергией, превышающей работу выхода (горячие электроны), выходят из плотной среды в газ или в вакуум. Электроны с тепловыми энергиями задерживаются у поверхности раздела двух фаз и затем преодолевают энергетический барьер и выходят во вторую фазу благодаря термоэмиссии. Термоэмиссия затянута во времени. Существование потенциального барьера на границе фаз приводит к изменению временно́го и пространственного распределения носителей заряда. Кроме того, оказалось, что электроны, остановившиеся под поверхностью раздела фаз, могут свободно перемещаться вдоль поверхности раздела фаз, что также приводит к изменению их пространственного распределения.

Детекторы, в которых второй фазой является газ, работают при температуре кипения жидкого азота и более высокой (до комнатной). Недостатком газонаполненных детекторов по сравнению с вакуумными является худшее пространственное разрешение из-за диффузии электронов в газе.

Поверхность раздела фаз может быть использована в качестве элемента, управляющего работой эмиссионного детектора.

Эмиссионные детекторы целесообразно применять для регистрации частиц высокой энергии для поиска редких событий. В области прикладных исследований эмиссионный метод находит применение для регистрации целей ионизирующих излучений.

7.7. Комбинированные методы

В предыдущих разделах были рассмотрены методы регистрации локализованного трека и методы, основанные на регистрации эффектов, связанных с движением трека в объеме детектора. Возможна комбинация этих двух методов, когда образование носителей заряда, формирующих трек, происходит в одном объеме, а наблюдение трека (после дрейфа его через среду) в другом объеме детектора. Естественно назвать методы, в которых используется как дрейф образовавшихся носителей заряда, так и их последующая локализация (или их регистрация в другом объеме) комбинированными методами.

К комбинированным методам следует также отнести методы, которые основаны на регистрации по крайней мере двух различных эффектов, например световой вспышки и наведенного заряда (регистрация сцинтилляции и ионизации) или одновременная регистрация заряда в зарядовом детекторе и световой вспышки в том же детекторе.

Число возможных комбинаций методов, в которых регистрируется m эффектов, определяется выражением

$$C_n^m = \frac{n!}{m!\,(n-m)}, \qquad (7.4)$$

где n — число возможных эффектов; m — число одновременно регистрируемых эффектов.

Определим число возможных комбинаций рассмотренных методов n при условии, что регистрируются одновременно два эффекта, каждый эффект относится к одному какому-то методу. Перечислим регистрируемые эффекты: 1) регистрация фотонов; 2) регистрация неоднородностей; 3) регистрация наведенного тока или заряда; 4) регистрация заряда; 5) регистрация изменения температуры; 6) регистрация изменения фазового состояния.

При регистрации в одном детекторе двух перечисленных эффектов число сочетаний равно:

$$C_6^2 = \frac{6!}{2!\,(6-2)!} = \frac{6\cdot 5\cdot 4!}{2\cdot 4!} = 15. \qquad (7.5)$$

Следует отметить, что число возможных комбинированных детекторов существенно превышает 15 по той причине, что каждый из перечисленных эффектов может иметь различное происхождение. Так, например, эффект 1 — регистрация фотонов — включает в себя по крайней мере пять методов, основанных на регистрации фотонов. Следует учесть, что фотоны генерируются в газовой, жидкой и твердой фазе, такая же ситуация возникает и при рассмотрении физической природы других эффектов. Учет многообразия первого эффекта дает число возможных детекторов

$$C_{20}^2 = \frac{20\cdot 19!}{2!\,(20-2)} = \frac{20\cdot 19}{2} = 190. \qquad (7.6)$$

Безусловно, не каждое сочетание дает работоспособный детектор. Однако оценка возможного числа комбинированных детекторов показывает, что оно существенно превышает число реализованных детекторов.

Для примера рассмотрим комбинированный детектор, с помощью которого можно измерять световую вспышку и заряд частиц, застрявших в веществе детектора. Здесь возможны четыре разновидности детектора, в которых измеряются два сигнала: сцинтилляция и заряд, термолюминесценция и заряд, излучение Вавилова—Черенкова и заряд, тормозное излучение и заряд.

7.8. Измерение энергии излучения

Для измерения энергии частиц необходимо применение детекторов больших размеров, таких чтобы кинетическая энергия частиц, попадающих в объем детекторов, полностью поглощалась в его объеме. Естественно, что часть энергии излучения выходит через границы детектора. Основная задача при создании метода измерений полной энергии и заключается в предотвращении утечки или учете доли энергии, выходящей из объема детектора.

7.8.1. Заряженные частицы

Заряженная частица имеет конечный пробег в веществе, и поэтому в большинстве случаев можно создать детектор, в котором пробег заряженной частицы будет полностью укладываться в его объеме.

При регистрации частиц высокой энергии основная трудность связана с тем, что, проходя через вещество, частица генерирует излучение (другие частицы).

Регистрация этих вторичных частиц (среди которых есть нейтральные, например фотоны) представляет известные трудности, так как требует существенного увеличения объема детектора.

Энергия заряженной частицы может быть измерена с помощью любого пропорционального детектора. Для этого необходимо измерить форму линии детектора, т. е. распределение амплитуд импульсов от моноэнергетического источника излучения (рис. 7.4,*а*), и определить среднее значение амплитуды.

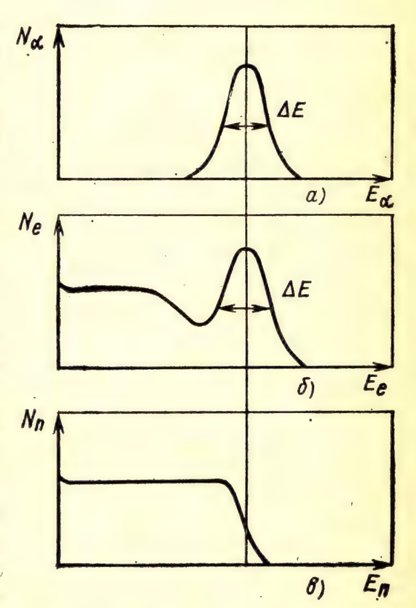


Рис. 7.4. Схематическое представление формы линии пропорционального детектора:

а — заряженные частицы; *б* — фотоны той же энергии; *в* — нейтроны той же энергии

Энергию заряженных частиц можно определить и по пробегу с помощью трекового детектора.

Энергетическое разрешение. Энергетическим разрешением детектора называют отношение ширины распределения амплитуд импульсов, измеренной на половине его высоты, к амплитуде, соответствующей максимуму распределения (рис. 7.4,*а*). Если обозначить ширину распределения на половине высоты как ΔV, а амплитуду, соответствующую максимуму распределения, через V, то энергетическое разрешение равно

$$\eta = \frac{\Delta V}{V}.$$

Для пропорционального детектора амплитуда импульса пропорциональна поглощенной в объеме детектора энергии, поэтому

$$\eta = \frac{\Delta V}{V} = \frac{\Delta E}{E}. \qquad (7.7)$$

При достаточно большом числе пар носителей заряда или фотонов распределение амплитуд импульсов можно считать нормальным. Ширина нормального распределения на половине высоты равна $2\sqrt{D \cdot 2 \ln 2} = 2{,}35\sigma$. Подставляя это значение в (7.7), получаем

$$\eta = \frac{2{,}35\sigma}{V}. \qquad (7.8)$$

7.8.2. Фотоны. Электромагнитные ливни

Детектирование фотонов основано на регистрации вторичных электронов в объеме детекторов. В зависимости от энергии кванта и атомного номера вещества, заполняющего объем детектора, соотношения между фотоэффектом, эффектом Комптона и эффектом образования пар могут существенно изменяться.

В области средних энергий (порядка нескольких мегаэлектронвольт) форма линии пропорционального детектора может быть схематически представлена (рис. 7.4,*б*).

Измерение энергии электронно-фотонного ливня. Детектирование и измерение энергии электронов и фотонов высокой энергии основано на том, что при прохождении через вещество они вызывают электромагнитный ливень. Этот ливень возникает потому, что при торможении в любом веществе электрон образует кванты электромагнитного излучения. Эти кванты в свою очередь вызывают образование электрон-позитронных пар. Последние, тормозясь, снова образуют фотоны. Это приводит к возникновению ливня. Чем выше энергия падающей первичной частицы, тем больше частиц в ливне.

Ливень состоит из электронов, позитронов и фотонов, энергия которых непрерывно уменьшается по мере прохождения через ве-

щество, пока энергия электрона не упадет ниже 1 МэВ. Для регистрации и измерения энергии ливня могут применяться большие сцинтилляционные и черенковские детекторы. При больших размерах детектора эффективность регистрации может быть близка к 100%, при этом энергия первичной частицы может быть измерена с точностью ±15%.

Эффективность других методов регистрации фотонов и электронов высокой энергии существенно меньше эффективности ливневого детектора. Ливневые детекторы полного поглощения называют калориметрами. При увеличении энергии электронов или фотонов размеры ливневого детектора возрастают по логарифмическому закону.

7.8.3. Нейтроны. Адронные ливни

В отличие от заряженных частиц и фотонов, которые регистрируются благодаря электромагнитному взаимодействию с электронными оболочками атомов, нейтроны регистрируют в результате взаимодействия с ядрами.

В зависимости от того, является взаимодействие упругим или неупругим, существенно различаются методы детектирования нейтронов. Быстрые нейтроны в основном регистрируют по ядрам отдачи, которые возникают в результате упругого взаимодействия нейтрона с ядром. Наибольшую энергию нейтрон может передать протону, поэтому часто объем детектора заполняют водородсодержащим веществом, например жидким или твердым органическим сцинтиллятором.

При облучении такого детектора моноэнергетическими нейтронами распределение амплитуд импульсов (форма линии) имеет вид, показанный на рис. 7.4,*в*.

Второй широко применяющийся метод детектирования нейтронов основан на регистрации заряженных продуктов ядерной реакции, которую вызывает нейтрон, попадая в ядро. Наиболее часто используются реакции (n, α), (n, p), (n, γ), (n, f). В качестве вещества, заполняющего рабочий объем детектора, применяют ^{10}B, ^{3}He, ^{6}Li и др.

Сечение взаимодействия нейтрона с ядром сильно растет при уменьшении энергии нейтрона. Поэтому при регистрации быстрых нейтронов этим методом используют слои вещества, замедляющие нейтроны.

Адронные ливни. Все сильно взаимодействующие частицы могут испытывать неупругие соударения с ядрами. При больших энергиях (порядка нескольких сотен мегаэлектрон-вольт) первичная частица в результате сильного взаимодействия с ядром может выбить из ядра несколько вторичных частиц. Вылетевшая из ядра частица высокой энергии может в свою очередь взаимодействовать с другим ядром. Развивается адронный каскад. Характерный параметр адронного каскада (ливня)—ядерный пробег— в несколько раз больше радиационной длины, характеризующей

электромагнитный ливень. В ядерном каскаде некоторую долю энергии уносят нейтральные частицы. Детекторы больших размеров, в которых поглощается энергия адронного каскада, носят название адронных калориметров. Такие калориметры — неотъемлемая часть детектирующих систем, применяющихся в физике высоких энергий.

7.8.4. Определение энергии излучения по показаниям n детекторов

Для определения полной энергии излучения может быть применен метод редукции к идеальному прибору, рассмотренный в гл. 3. В качестве идеального детектора берется детектор полного поглощения (реально в эксперименте такого детектора нет). Редукция состоит в определении показаний гипотетического (идеального) детектора полного поглощения по показаниям реальных детекторов, участвующих в эксперименте. Задача может быть решена методами линейного программирования (см. гл. 3).

7.9. Измерение времени жизни частиц

Все элементарные частицы можно разбить на три группы.

1. Элементарные частицы с временем жизни больше 10^{-14} с. Время жизни этих частиц можно измерять непосредственно по распределению расстояний между вершинами образования и распада частиц с помощью трековых детекторов. Распады частиц этой группы обусловлены слабыми взаимодействиями.

2. Для второй группы распадающихся частиц вследствие сильных взаимодействий время жизни существенно меньше, а именно 10^{-21}—10^{-23} с. Такое время можно измерять по ширине массового распределения, если оно превышает несколько мегаэлектрон-вольт.

3. К третьей группе относятся адроны, время жизни которых лежит в интервале 10^{-16}—10^{-23} с. Их распад обусловлен электромагнитными взаимодействиями. В этой области время жизни слишком мало, чтобы его можно было измерять по пролетным расстояниям. Вместе с тем ширина массового распределения также не позволяет этого сделать.

Время жизни τ нестабильной частицы измеряют по расстоянию между треками, выходящими из вершины, находящейся на расстоянии $l=v\tau$ от точки взаимодействия, где произошло рождение частицы (v — скорость частицы). При скорости частицы v, близкой к скорости света, и времени жизни порядка 10^{-14} с расстояние l равно 10^{-4} см. Измерять такие расстояния можно с помощью трековых детекторов и дрейфовых камер.

7.10. Определение пространственных координат трека

Существует несколько различных методов определения координат трека. Наиболее очевидный метод заключается в фотографи-

ровании трека частицы с последующим измерением пространственных координат. Такой метод осуществляется с помощью трековых детекторов, рассмотренных в гл. 12.

Второй метод заключается в применении большого числа детекторов, каждый из которых регистрирует некоторый элемент трека частицы.

Наиболее широко для этой цели применяют многопроволочные детекторы, рассмотренные в гл. 11.

Если пробег регистрируемых частиц в веществе детектора достаточно мал (порядка миллиметра), то возникает задача определения координат области, в которой поглотилась энергия частицы. Эта задача может быть решена как с помощью трековых детекторов, так и с помощью позиционно-чувствительных детекторов, если регистрируемые частицы попадают в детектор последовательно во времени (средний временной интервал между частицами при этом должен быть больше времени формирования сигнала на выходе детектора).

По определению позиционно-чувствительный детектор позволяет определять координаты области, через которую прошла частица, причем объем области меньше рабочего объема самого детектора. В качестве примера такого детектора рассмотрим гамма-камеру — прибор, позволяющий получать изображение источника γ-(или рентгеновского) излучения. Рассмотрим также типы позиционно-чувствительных детекторов для определения координат элементов трека.

7.10.1. Двумерная координатная камера

Измерение отношения амплитуд сигналов. Камера представляет собой монокристалл NaI (Tl) большой площади, находящийся в оптическом контакте с несколькими фотоумножителями. Координаты области, в которой возникла сцинтилляция, определяются по отношению сигналов на входах ФЭУ. (Число фотонов, попадающих на фотокатоды различных ФЭУ, различно и зависит от координаты области, в которой возникли сцинтилляции).

Аналогичный метод получения координат области (координаты центра «тяжести») в объеме детектора, через которую прошла частица, может быть осуществлен в электролюминесцентной камере, в стримерной камере, в искровой камере, так как в основе его лежит регистрация светового сигнала от локализованного трека с помощью нескольких фотоприемников.

Измерение отношения времени регистрации сигнала. Координату области, в которой произошло выделение энергии заряженной частицы, можно определить по отношению времени распространения сигнала от этой области до детекторов, регистрирующих момент появления сигнала. В рассмотренном выше примере координату частицы можно определить не по отношению амплитуд сигналов на выходе ФЭУ, а по отношению времени распростране-

ния сигнала от места образования сцинтилляции до соответствующего ФЭУ.

Аналогичный метод может быть применен и для определения координат следа в искровой и стримерной, а также электролюминесцентной камерах.

Очевидно, что этот метод позволяет определять координату трека, если вместо светового использовать например, звуковой сигнал.

Определение координат трека акустическими методами легко осуществимо в искровых и пузырьковых камерах, а также в эксперименте с частицами очень большой энергии.

7.10.2. Одномерный позиционно-чувствительный детектор

Сцинтилляционный детектор. Детектор представляет собой параллелепипед, поперечные размеры которого существенно меньше его длины L. На двух противоположных торцах расположены ФЭУ. Измеряя разность во времени моментов появления электрических импульсов на выходах ФЭУ Δt, определяют координату световой вспышки. Если эффективная скорость распространения сигнала равна $v_{эф}$, а x — расстояние световой вспышки от середины сцинтиллятора, то $\Delta t = \frac{2x}{v_{эф}}$.

Обычно в качестве детектора применяют сцинтилляторы на основе полимеров. Скорость $v_{эф}$ лежит в пределах от $0{,}4 \cdot 10^{10}$ до $1{,}6 \cdot 10^{10}$ см/с, поэтому для достижения позиционного разрешения около 1 см необходимо определять рядность времен $\Delta t \approx 0{,}1$ нс. Обычно пространственное разрешение таких детекторов от 3 до 5 см.

В этом же детекторе можно определять место прохождения частицы по отношению амплитуд на выходах ФЭУ.

В самогасящемся счетчике Гейгера—Мюллера разряд распространяется вдоль нити с постоянной скоростью $\sim 10^{-7}$ см/с. Время распространения разряда от места образования первичной лавины до одного из концов счетчика можно измерить различными способами. Наиболее точные измерения связаны с регистрацией свечения фронта, распространяющегося вдоль нити разряда. Для этого в корпусе счетчика у его торцов выполнены два щелевидных окна, перпендикулярных оси детектора. У окон расположены ФЭУ, сигналы на выходе которых фиксируют моменты достижения разряда торцов счетчика. В таких счетчиках диаметром 20 мм и диаметром нити от 0,05 до 0,5 мм определение координаты возможно с точностью $\sim 0{,}05$ мм.

Нить счетчика можно изгибать в пространстве и таким образом получать «двумерные» и «трехмерные» счетчики.

Сверхпроводящий детектор. В сверхпроводящем детекторе, выполненном в виде проволоки (или тонкой пленки), возможно распространение новой (нормальной) фазы от места своего образования (благодаря поглощению энергии заряженной частицы) до

конца проволочки. По времени распространения нормальной фазы можно определить координаты места прохождения тяжелой частицы с точностью до нескольких микрометров. Чувствительность таких детекторов к релятивистским частицам не была обнаружена.

Детекторы с коллектором в виде нити или узкой полосы. Любой детектор, имеющий электрод в виде нити или узкой полосы, может работать как позиционно-чувствительный. Действительно, при собирании на нити заряда (в результате газового разряда вблизи нити или в результате собирания зарядов, образованных регистрируемой частицей) через концы нитей будут протекать токи, зависящие от места прохождения регистрируемой частицы. Координата детектируемой частицы может быть определена по отношению измеренных токов и зарядов. Этот метод определения места прохождения частицы применяется как в проволочных газоразрядных детекторах, так и в полупроводниковых детекторах.

Заряд вдоль нити распространяется с конечной скоростью. Измеряя времена нарастания сигналов на концах нити, также можно определить место образования ионизации (координату регистрируемой частицы).

7.10.3. Многодетекторные системы

Для определения пространственного распределения частиц обычно применяют многодетекторные системы. При этом используют комбинации различных методов определения координат элементов трека.

Так, например, система, состоящая из n одномерных позиционно-чувствительных сцинтилляционных детекторов, позволяет определить одну координату по номеру детектора, а вторую по разности времени или по отношению амплитуд импульсов на выходах ФЭУ.

Аналогичная ситуация возникает при применении многопроволочных камер, когда одна координата трека определяется по номеру проволочки, а вторая по отношению сигналов, измеренных на противоположных концах проволочки.

В ряде экспериментов нет необходимости в определении координат следа частицы, а необходимо определить только объем, в котором произошло взаимодействие незаряженной частицы с веществом. В области низких энергий, когда пробеги вторичных заряженных частиц в конденсированных средах достаточно малы, позиционно-чувствительные детекторы имеют преимущества перед трековыми. Такие детекторы целесообразно применять для определения области взаимодействия фотонов малой энергии (несколько десятков килоэлектрон-вольт) и нейтронов. Если система состоит из n детекторов, то для определения следа длиннопробежной частицы необходимо, чтобы число ФЭУ было не меньше числа детекторов. В случае короткопробежных частиц для определения места попадания частицы в детектор число ФЭУ может быть су-

щественно меньше числа детекторов. Это достигается путем подключения к одному ФЭУ нескольких детекторов и соответствующей системой кодирования сигналов.

7.10.4. Определение пространственных координат по времени дрейфа носителей заряда

Метод основан на измерении времени дрейфа носителей заряда, образованных заряженной частицей в среде, от места своего образования до соответствующего детектора.

Регистрируемая частица создает носители заряда в объеме детектора. Объем детектора может быть заполнен газом, жидкостью или твердым телом. Образовавшиеся носители заряда дрейфуют в объеме детектора под действием электрического поля к соответствующему электроду. Дрейф может осуществляться в однородной среде, но он может происходить также и в среде с меняющимися характеристиками. В частности, дрейфующие носители заряда могут проходить из жидкой фазы в газообразную, из твердой в газообразную или вакуум, из твердой в твердую и т. д. Характерным для всех этих случаев является прохождение носителей заряда через поверхность раздела двух фаз. Подробнее о дрейфовых детекторах рассказано в гл. 11.

7.11. Детектирование нейтрино

Источниками нейтрино и антинейтрино на Земле являются ядерные реакторы и ускорители элементарных частиц. В ядерных реакторах антинейтрино возникает в результате деления ядра урана. При этом генерируется шесть антинейтрино с средней по спектру энергией около 4 МэВ. Энергетический спектр нейтрино спадает экспоненциально, энергия нейтрино изменяется от нуля примерно до 10 МэВ.

Нейтрино испытывает только слабое взаимодействие. Поэтому для регистрации нейтрино необходимы детекторы, содержащие большие массы детектирующего вещества. Для регистрации реакторного нейтрино требуется масса вещества порядка тонны. Для регистрации нейтрино высоких энергий, генерируемых на ускорителях, необходимы детекторы, содержащие не менее 10 т вещества. Поток антинейтрино от реактора на расстоянии нескольких метров составляет примерно 10^{12} антинейтрино на один квадратный сантиметр. Основная реакция, которая используется для детектирования реакторных антинейтрино, — это обратный β-распад

$$\vec{\nu}+p \rightarrow \beta^{+}+n. \qquad (7.9)$$

На рис. 7.5 схематически показана применявшаяся для регистрации антинейтрино система детекторов. Антинйтрино попадали в водную мишень, в которой был в растворе кадмий ($CdCl_2$). При взаимодействии антинейтрино с протоном образуется позитрон и нейтрон. Позитрон замедляется и аннигилирует с электроном. При



Рис. 7.5. Схема опыта по обнаружению **антинейтрино**

этом возникают два γ-кванта с энергией 0,51 МэВ, которые покидают мишень и регистрируются двумя сцинтилляционными детекторами. Мишень содержала 200 л воды, в которой было растворено 40 кг $CdCl_2$. Окружающие мишень сцинтилляционные детекторы представляли собой баки, заполненные жидким органическим сцинтиллятором. В каждом баке находилось 1400 л сцинтиллирующей жидкости. Сцинтилляционные детекторы размещались по обе стороны от мишени и включались на совпадения. Образовавшийся в реакции (7.9) нейтрон замедляется в воде и захватывается кадмием. Этот захват обнаруживается по испускаемым при этом γ-квантам, регистрируемым по совпадениям импульсов от двух сцинтилляционных детекторов. Взаимодействие антинейтрино с веществом может быть отмечено сдвинутыми совпадениями между импульсами, возникающими от аннигиляции позитрона, и запаздывающим на время порядка микросекунды импульсами, возникающими при захвате нейтрона кадмием.

Для детектирования нейтрино высоких энергий на ускорителях применялась многопластинчатая искровая камера, содержащая 10 т вещества. Камера состояла из 90 пластин из алюминия толщиной несколько сантиметров каждая.

7.12. Детектирование промежуточных векторных бозонов

Слабые взаимодействия, переносчиками которых являются векторные бозоны, играют весьма большую роль в природе. Например, именно процесс слабого взаимодействия $p+p\to{}^2H+e^++\nu_e$

контролирует основные реакции на Солнце. Явление β-распада также обусловлено реакциями, в которых происходит взаимное превращение протона и нейтрона.

Для рождения таких тяжелых частиц, как бозоны **W** и **Z**, необходимы весьма высокие энергии сталкивающихся частиц. Детектирование основано на наблюдении следующих процессов:

$$p+p^{-}\rightarrow \mathbf{W}^{\pm}+X,\ \mathbf{W}^{\pm}\rightarrow e^{\pm}+\nu_{e}, \qquad (7.10)$$

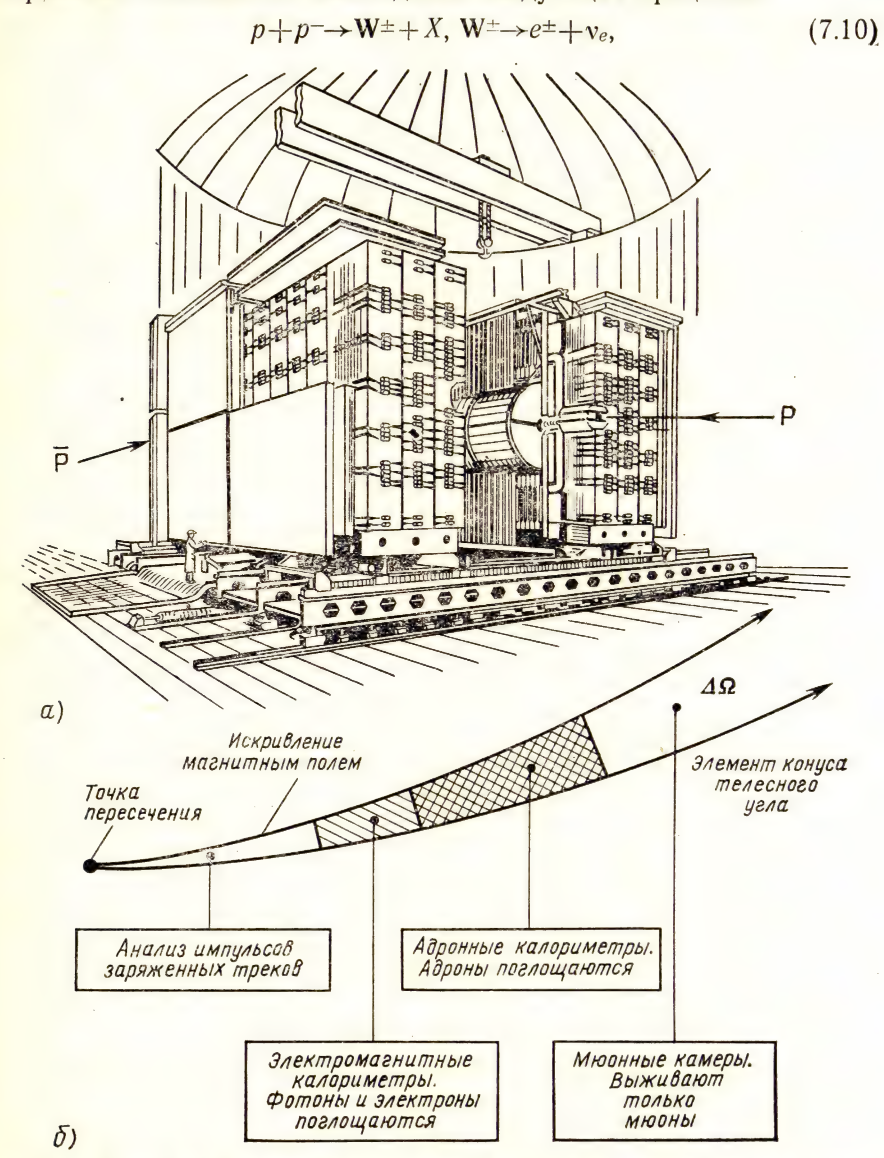


Рис. 7.6. Общий вид установки UA1 (*а*), на которой были обнаружены векторные бозоны. Передняя и задняя части магнита раздвинуты, схематическое изображение функций каждой из элементарных ячеек (*б*)

где X указывает сумму по всем многочисленным состояниям, которые возникают в результате взаимодействия протонов.

Детектирование электронов высокой энергии сравнительно просто.

Наблюдать испускание нейтрино представляет большие трудности. Поэтому в эксперименте регистрируется не само нейтрино, а энергия, которую нейтрино уносит. Общий вид детектора показан на рис. 7.6. В центре помещена дрейфовая камера, заполненная смесью аргона и этана, в которой имеется 6000 проволочек. Эти проволочки находятся в плоскостях, расстояние между которыми 18 см. Дрейфовая камера окружена электромагнитным калориметром, в котором поглощаются электроны, позитроны и фотоны. Калориметр имеряет полную энергию этих частиц. Электромагнитный калориметр состоит из чередующихся слоев сцинтиллятора и свинца. Адроны высокой энергии проходят через электромагнитный калориметр, практически не теряя в нем энергии. Они останавливаются в адронном калориметре, которым служит ярмо магнита, прослоенное сцинтилляционными детекторами. Адронный калориметр измеряет энергию адронов. Снаружи всю установку окружают 50 дрейфовых камер размерами 4×6 м^2 каждая, предназначенных для регистрации мюонов. Подробный анализ этого сложного эксперимента приведен в журнале «Успехи физических наук», т. 147, вып. 2, 1985.

7.13. Детектирование отдельных атомов и молекул

Создание лазерных источников когерентного света с перестраиваемой длиной волны излучения открыло возможность селективного возбуждения практически любых квантовых состояний атомов и молекул с энергией возбуждения в диапазоне 1—10 эВ.

Селективно возбужденный атом можно ионизовать дополнительным лазерным излучением до того, как он возвратится в основное состояние. Ионизованный атом и образовавшийся при этом электрон можно зарегистрировать, например, с помощью ионизационного детектора с газовым усилением.

При типичном значении фотоионизации порядка $10^{-17}\div10^{-18}$ см^2 для энергии фотона 2 эВ плотность энергии фотоионизирующего лазерного импульса должна лежать в диапазоне $3\cdot10^{-2}$ Дж/см^2.

Использование лазерных источников света позволяет изменять характеристики детекторов в процессе регистрации излучений. Так, например, производя дополнительную ионизацию образовавшихся в треке частицы возбужденных атомов и молекул коротким импульсом лазера, можно ставить временны́е метки на треках. Таким образом, можно разделять треки, прошедшие через детектор в различные моменты времени.

7.14. Детектирование потоков излучения малой длительности

Импульсный поток излучения, длительность которого меньше длительности сигнала на выходе детектора, возникающего от одной частицы, будем называть потоком малой длительности. При детектировании потоков малой длительности происходит наложение во времени сигналов от пространственно разделенных треков частиц. Это приводит к тому, что последовательная во времени регистрация отдельных частиц становится невозможной. Для энергетического анализа коротких импульсов необходимы специальные методы.

Первый метод основан на регистрации потока излучения пространственно разделенными детекторами. При этом необходимо выполнение условия, чтобы на все детекторы падал однородный по пространству поток излучения. При линейной независимости спектральных характеристик получим систему детекторов, свойства которой рассмотрены в гл. 2 и 3. Номер детектора определяется положением детектора в пространстве.

Номер детектора может быть закодирован и другими способами. В частности, можно применить детекторы, различающиеся формой выходного сигнала. Тогда детектор с определенной формой импульса получает соответствующий номер. Возможна кодировка и по другим признакам, например по природе сигнала (электрический импульс, световой импульс, звуковой сигнал и др.).

К этому же методу детектирования импульсных потоков относится метод трековых детекторов и метод дрейфовых камер. В первом случае измеряется характеристика каждого трека в любой последовательности. В случае дрейфовой камеры происходит последовательная во времени регистрация пространственно разделенных треков. Для этого необходимо знать временны́е характеристики импульсного потока.

При больших потоках незаряженных частиц возможно использование узкого пучка с последующим измерением радиального распределения вторичных частиц с помощью трекового детектора или с помощью дрейфовой камеры (второй метод).

Важно отметить, что при детектировании импульсных потоков цвет излучения (аппаратурный спектр) может изменяться во времени. Это изменение происходит потому, что различные детекторы имеют различные временны́е характеристики. Если форма импульса на выходе одного детектора отличается от формы импульса на выходе другого детектора, то цвет излучения будет изменяться во времени при неизменном спектре падающего на детекторы излучения. Это явление (изменение цвета во времени после короткой вспышки излучения) известно в физиологической оптике под названием — последовательные образы. Важно отметить, что системы, не различающиеся по своим свойствам при регистрации стационарных потоков излучения, могут существенно различаться между собой при детектировании импульсных потоков.

Методы детектирования импульсных потоков широко применяются для исследования потоков излучения с большой плотностью энергии, в частности в проблеме импульсного термоядерного синтеза.

Глава 8

ИОНИЗАЦИОННЫЙ МЕТОД

Ионизационный метод — один из основных методов детектирования излучений. Ионизационный метод основан на регистрации образованных излучением разделенных носителей заряда. В таком понимании к ионизационному методу следует отнести совершенно различные детекторы, как, например, импульсную ионизационную камеру и камеру Вильсона: и в той и в другой камере можно определить число образованных частицей носителей заряда. Однако в этой главе ионизационный метод рассматривается (как обычно) в более узком понимании как метод, основанный на измерении тока (напряжения), который возникает в результате движения под действием электрического поля образованных излучением свободных зарядов. Импульс тока (или напряжения) возникает при движении зарядов через любую среду (газ, жидкость, твердое тело), и если нет захвата носителей заряда и их рекомбинации, то форма импульса тока для зарядов одного знака во всех случаях будет зависеть только от начального пространственного распределения зарядов (от положения трека частицы относительно электродов).

Кардинальным в этой главе является вопрос о движении носителей заряда в среде после их термализации.

Таким образом, в ионизационном методе регистрируются эффекты, создаваемые движущимся треком (наведенные заряды и свечение, возникающие при движении зарядов в среде). Определяющими здесь являются свойства среды, в которой происходит движение зарядов. Наиболее широко применяются инертные газы и полупроводники. Основные требования к свойствам среды — отсутствие захвата и рекомбинации носителей заряда при движении в среде. Согласно такому подходу принципиального различия между газонаполненными и полупроводниковыми детекторами нет.

8.1. Движение носителей заряда в электрическом поле

Термализованные заряды продолжают диффундировать в среде. Если в среде существует электрическое поле, то наряду с хаотическим тепловым движением зарядов будет наблюдаться движение носителей по вектору напряженности электрического поля.

Такое движение носителей, приводящее к перемещению скопления зарядов как целого, носит название дрейфа носителей заряда.

В постоянном электрическом поле дрейф носителей заряда должен происходить с постоянной скоростью, так как сила, действующая на заряды со стороны поля, полностью уравновешивается сопротивлением среды. Сопротивление среды растет с увеличением скорости дрейфа, и поэтому довольно быстро (порядка времени термализации) наступает равновесие.

В действительности при изменении скорости дрейфа может измениться характер взаимодействия носителей заряда с атомами среды, т. е. может измениться сечение упругого рассеяния зарядов, увеличиться вероятность неупругого рассеяния, приводящего к возбуждению среды, а при еще большей скорости (энергии) и к ионизации среды — при этом увеличивается число зарядов и число фотонов.

Если в среде размещены проводники (электроды), то движение зарядов приводит к возникновению наведенных (индуцированных) токов. Эти токи не зависят от природы вещества, их значение определяется только напряженностью электрического поля и скоростью движения зарядов. Поэтому наведенные токи при прочих равных условиях будут одинаковы для любой среды и для вакуума. Величина наведенных токов определяется теоремой Рамо — Шокли (см. подразд. 8.1.5).

В электрическом поле электрон (или другой носитель заряда) может получить кинетическую энергию, достаточную для возбуждения и ионизации среды. В первом случае на пути электрона в среде возникают возбужденные состояния. Возвращение в невозбужденное состояние может сопровождаться испусканием фотонов. Возникающее свечение может быть зарегистрировано. На этой основе работают электролюминесцентные детекторы.

Во втором случае в среде число движущихся носителей заряда возрастает в M раз. Величину $N/N_0=M$, где N_0 — число носителей, образованных быстрой частицей; N — полное число носителей, называют коэффициентом усиления.

При большой напряженности поля в среде возникает электрический разряд. Тип разряда зависит от конфигурации электрического поля и природы среды. Поэтому существует большое число детекторов разного типа, в которых для усиления первичного эффекта используются различные типы разряда.

Таким образом, возможны два принципиально различных метода регистрации эффектов в движущемся треке. Первый метод основан на регистрации свечения, возникающего при движении носителей заряда через среду, и относится к сцинтилляционному методу. Второй метод основан на регистрации наведенных токов и зарядов, относится к ионизационному методу.

8.1.1. Скорость дрейфа и подвижность

Рассмотрим поведение термализованных носителей заряда в электрическом поле. Для простоты будем рассматривать колон-

ку, состоящую из носителей одного знака. Для определенности рассмотрим поведение колонки положительных ионов в газе. При действии электрического поля на каждый ион действует сила, смещающая его за время свободного пробега на некоторое расстояние. Действительное расстояние, которое проходит ион, значительно больше расстояния, на которое смещается ион под действием поля. Между соударениями с атомами газа ион движется с тепловой скоростью, которая существенно больше скорости дрейфа. Таким образом, колонка ионов движется в электрическом поле с некоторой скоростью дрейфа.

Скорость дрейфа ионов в постоянном электрическом поле через короткое время (порядка времени термализации) достигает постоянного значения. При этом приобретаемая на длине свободного пробега в поле энергия иона полностью передается среде. Это означает, что практически ионы находятся в тепловом равновесии со средой.

Указанное условие может выполняться в тех случаях, когда масса заряженной частицы мало отличается от массы молекулы газа. Это условие выполняется для ионов в газе. Оно также выполняется для электронов, движущихся в объеме полупроводника, если рассеяние энергии электрона происходит на тепловых колебаниях решетки. Для электронов, движущихся в газе, оно не выполняется. Поэтому электрон в газе под действием электрического поля быстро набирает энергию и становится «горячим».

Для упругого рассеяния после соударения все направления равновероятны. При условии, что частица полностью передает накопленную в поле энергию веществу, скорость дрейфа

$$v_д = \frac{eE}{\nu M}, \tag{8.1}$$

где ν — число соударений в единицу времени; M — масса заряженной частицы.

Выражение (8.1) можно записать в виде

$$\left.\begin{aligned} v_д &= \mu E; \\ \mu &= \frac{e}{\nu M}, \end{aligned}\right\} \tag{8.2}$$

где μ — подвижность носителя заряда, т. е. скорость дрейфа в электрическом поле с напряженностью, равной 1 В/см [размерность подвижности 1 см²/(с·В)], скорость дрейфа электронов равна 10^6 см/с. Скорость дрейфа положительных и отрицательных ионов в тех же условиях меньше примерно на три порядка. В конденсированных средах скорость дрейфа электронов, как правило, больше, чем в газовой фазе.

Важно отметить, что в полупроводниках подвижность электронов и дырок одного порядка — они различаются в 2—3 раза.

В табл. 8.1 приведены значения подвижности $\left[\frac{см^2}{с \cdot В}\right]$ для инертных газов в жидкой (ж) и твердой (т) фазах. μ_e — подвижность электронов; μ_p — подвижность положительных зарядов.

В табл. 8.2 приведены значения подвижности $\left[\frac{см^2}{с \cdot В}\right]$ некоторых полупроводников p-типа при комнатной температуре: μ_e — подвижность электронов; μ_p — подвижность дырок; τ_e — время жизни электронов, с; E_g — ширина запрещенной зоны; Z — атомный номер.

Таблица 8.1. Подвижность электронов и дырок в конденсированных инертных газах

Ион	μ_e в фазах		μ_p в твердой фазе
	жидкой	твердой	
Ne	0,0016	600	0,1
Ar	475	1000	0,023
Kr	1800	3700	0,04
Xe	2200	4500	0,018

Таблица 8.2. Подвижность электронов и дырок в полупроводниках

Полупроводник p-типа	μ_e, см²/(с·В)	μ_p, см²/(с·В)	τ_e, с	Z	E_g
Si	1900	480	10^{-3}	14	1,15
Ge	3800	1820	10^{-3}	32	0,65
CaAs	8500	400	10^{-7}	31	1,35
GaP	80	17	10^{-8}	31	2,25
CdS	200	—	10^{-3}	48	2,4

8.1.2. Связь между подвижностью и коэффициентом диффузии

При малой напряженности электрического поля, когда можно считать, что носители заряда находятся в тепловом равновесии со средой между μ и D, существует простое соотношение

$$\frac{\mu}{D} = \frac{e}{kT}. \qquad (8.3)$$

Это соотношение (соотношение Эйнштейна), связывающее коэффициент диффузии D с дрейфовой подвижностью μ, справедливо для любых заряженных частиц, диффундирующих в электрическом поле (для электронов и дырок в полупроводниках, для ионов).

Соотношение Эйнштейна выводится строго, однако его можно получить, используя полученные ранее выражения для коэффициента диффузии $D = \frac{\lambda^2}{2\tau}$ и подвижности $\mu = \frac{e\tau}{M}$. Разделив второе выражение на первое, получим

$$\frac{\mu}{D} = \frac{e\tau}{M} \frac{2\tau}{\lambda^2} = \frac{2e}{Mv^2}. \qquad (8.4)$$

Для максвелловского распределения

$$\varphi_{\text{м}}(E)\,dE = \frac{2}{\sqrt{\pi}\,(kT)^{3/2}}\sqrt{E}\exp\left(-\frac{E}{kT}\right)dE; \qquad (8.5)$$

$$f_{\text{м}}(v)\,dv = \sqrt{\frac{2}{\pi}}\left(\frac{M}{kT}\right)^{3/2} v^2 \exp(-Mv^2/2kT)\,dv. \qquad (8.6)$$

Соответствующие наиболее вероятные величины (отвечающие максимуму распределения)

$$v_{\text{вр}} = \sqrt{\frac{2kT}{M}}; \quad E_{\text{вр}} = kT, \qquad (8.7)$$

средние квадратические величины

$$\sqrt{\overline{v^2}} = \sqrt{\frac{3kT}{M}}; \quad \sqrt{\overline{E^2}} = \frac{3}{2}kT. \qquad (8.8)$$

Подставив в выражение (8.4) значение наиболее вероятной скорости $v_{\text{вр}}^2 = \frac{2kT}{M}$, получили (8.3)

$$\frac{\mu}{D} = \frac{e}{kT}.$$

8.1.3. Расплывание трека при дрейфе в электрическом поле

Определим поперечные размеры трека при его дрейфе в слабом электрическом поле. Пусть L — расстояние, на которое дрейфуют носители заряда за время t; $v_{\text{д}}$ — скорость дрейфа; E — напряженность электрического поля; U — разность потенциалов между плоскими электродами, равная

$$U = EL = Ev_{\text{д}}t.$$

Среднее квадратическое смещение носителей заряда относительно центра масс движущегося трека для двумерного распределения равно

$$\bar{x}^2 = 2Dt.$$

Отношение

$$\frac{\sqrt{\bar{x}^2}}{L} = \sqrt{\frac{2Dt}{L^2}} = \sqrt{\frac{2DtE}{Ut\mu E}} = \sqrt{\frac{2D}{U\mu}} = \sqrt{\frac{2kT}{Ue}} \qquad (8.9)$$

не зависит от коэффициента диффузии и подвижности ионов, а является функцией только разности потенциалов между электродами.

Вместо среднего квадратического отклонения $\bar{x}^2$ определим среднее смещение носителей заряда относительно центра распределения, т. е. величину $|x|$.

В отсутствие электрического поля благодаря диффузии трек будет расширяться.

Пусть в момент времени $t=0$ носители заряда начинают диффундировать. Через интервал времени t на расстоянии x от на-

чального распределения (колонки) плотность числа ионов окажется равной

$$n = \frac{N}{\sqrt{4\pi Dt}} \exp(-x^2/4Dt). \tag{8.10}$$

Среднее смещение носителей заряда равно

$$|x| = \frac{1}{N}\int_{\infty}^{\infty} |x|\, n dx = \frac{2}{N}\int_{0}^{\infty} xn\, dx = \left(\frac{4Dt}{\pi}\right)^{1/2}. \tag{8.11}$$

Получим также известный результат для $\sqrt{\overline{x^2}}$

$$\sqrt{\overline{x^2}} = \left(\frac{1}{N}\int_{-\infty}^{\infty} x^2 n\, dx\right)^{1/2} = \sqrt{2Dt}.$$

Для трехмерного начального распределения значение плотности зарядов на расстоянии r в момент времени t будет равно

$$n = \frac{N}{(4\pi Dt)^{3/2}} \exp(-r^2/4Dt). \tag{8.12}$$

Среднее и среднее квадратическое смещение ионов в этом случае равно

$$\bar{r} = \left(\frac{16Dt}{\pi}\right)^{1/2}; \ \sqrt{\overline{r^2}} = \sqrt{6Dt}. \tag{8.13}$$

8.1.4. Поперечный и продольный коэффициенты диффузии

В общем случае подвижность не является постоянной величиной, а зависит от отношения напряженности электрического поля к плотности газа, т. е. от параметра E/N. Этот параметр характеризует избыток средней энергии носителей заряда, приобретаемый в электрическом поле в процессе дрейфа, по сравнению с энергией теплового движения. Распределение носителей заряда по энергии может существенно отклоняться от максвелловского. Коэффициент диффузии при этом в продольном и поперечном направлениях (относительно вектора напряженности электрического поля) оказывается различным. Продольный коэффициент диффузии D_L, как правило, заметно меньше поперечного D. Обычно считают, что размер трека в плоскости, ортогональной полю E, равен $2\sqrt{Dt}$ а вдоль поля $\sqrt{2D_L t}$.

Чтобы определить диффузионное размытие, необходимо знать так называемые характеристические энергии $\frac{eD}{\mu_e}$ и $\frac{eD_L}{\mu_e}$. В случае максвелловского распределения электронов (частиц) по скорости характеристическая энергия

$$\frac{eD}{\mu_e} = \frac{eD_L}{\mu_e} = kT. \tag{8.14}$$

В общем случае характеристическая энергия является функцией поля E и заметно превышает kT.

Измерение продольного коэффициента диффузии и отношения μ/D в дрейфовой камере. Для экспериментального определения величин, входящих в выражение

$$\bar{x}^2 = 2D_L t, \tag{8.15}$$

где $\bar{x}^2$ — среднее квадратическое смещение электронов от оси пространственного распределения электронов — электронного облака; t — время дрейфа электронного облака; D_L — коэффициент продольной диффузии, можно применить дрейфовую камеру.

Время дрейфа электронного облака измеряется как интервал времени между моментом образования фотоэлектрона (определяется по сцинтилляционной вспышке) и моментом регистрации положения центра распределения электронного облака.

Величину $\bar{x}^2$ можно определить, измерив распределение электронов вдоль оси x, совпадающей с направлением дрейфа.

Распределение электронов вдоль оси x измеряется в дрейфовой камере по сигналу электролюминесценции, которая возникает при прохождении электронов через промежуток между двумя близкорасположенными сетками. Если время прохождения электронов через этот промежуток много меньше времени дрейфа от места образования фотоэлектрона до сеток, то форма светового сигнала будет соответствовать распределению электронов (с учетом функции отклика детектора).

Полученное таким методом распределение хорошо описывается нормальным законом распределения плотности вероятности. Это позволяет сделать ряд важных допущений.

Прежде всего для полученного распределения можно определить стандартное отклонение $\sigma_1 = \sqrt{\overline{x_1^2}}$. Далее можно допустить, что измеренное распределение с дисперсией σ_1^2 является линейной комбинацией двух нормальных распределений, одно из которых с дисперсией σ^2 обусловлено продольной диффузией электронов и является функцией времени, а другое с дисперсией σ_0^2 не зависит от времени дрейфа.

Согласно свойствам нормального распределения можно записать

$$\sigma^2(t) = \sigma_0^2 + 2D_L t. \tag{8.16}$$

Разделив обе части равенства на скорость дрейфа $v_д = \mu E$, получили

$$\frac{\sigma^2(t)}{v_д^2} = \frac{\sigma_0^2}{v_д^2} + \frac{2D_L}{\mu E v_д} t. \tag{8.17}$$

Записав полученное уравнение в виде

$$a = a_0 + bt, \tag{8.18}$$

можно по результатам эксперимента (величина t изменяется от 0 до $t_{макс}$, равного $t_{макс} = L/v_д$) определить величину a_0 и величину $b = \frac{2D}{\mu E v_д}$, а следовательно, и отношение D/μ.

В действительности дрейфующее облако электронов трехмерно. Рассмотренный метод определения величины D_L/μ основывается на важных свойствах многомерного нормального распределения, а именно:

любое сечение этого распределения, например плоскостью параллельной оси x является нормальным распределением;

любая проекция на пространство меньшего числа измерений (в нашем случае на ось x) дает маргинальное распределение, которое также нормально. Именно поэтому распределение электронов вдоль оси x, которое измеряется с помощью описанного метода, можно считать нормальным.

8.1.5. Наведенный (индуцированный) ток

Рассмотрим электрическую цепь состоящую из плоских электродов и источника электрической энергии. Сопротивлением источника и проводников пренебрегаем. Будем считать, что электрическое поле напряженностью E направлено по оси x, однородно и постоянно, т. е. не зависит от координат и времени.

Если между электродами нет электрических зарядов, то ток в цепи отсутствует. Допустим, что в момент времени t_1 в плоскости, находящейся на расстоянии x_1 от положительного электрода, образовалось N пар носителей заряда (N положительных носителей и N отрицательных носителей). Определим ток, создаваемый отрицательными и положительными зарядами.

В ионизационном детекторе свободные заряды образуются в результате прохождения через него ионизирующей частицы. В зависимости от природы вещества, заполняющего объем детектора, последний будет представлять собой либо газонаполненную ионизационную камеру, либо полупроводниковый детектор.

Если время пролета частицы через объем детектора мало по сравнению с временем дрейфа положительных и отрицательных зарядов, то можно считать, что все заряды образовались в объеме одновременно. Тогда начальное распределение зарядов будет определяться траекторией ионизирующей частицы и процессом термализации образовавшихся горячих носителей заряда. Будем считать, что частица проходит в плоскости, параллельной электродам, и что расстояния, на которые расходятся образовавшиеся носители заряда (в процессе термализации), малы по сравнению с расстоянием между электродами, т. е. будем считать, что все заряды находятся в одной плоскости. Ток, возникающий в цепи при движении зарядов, можно определить, если пренебречь взаимодействием зарядов между собой. Это условие равносильно условию отсутствия объемного заряда в промежутке между электродами.

Если не учитывать объемный заряд, то согласно закону сохранения энергии можно утверждать, что работа электрического поля равна работе, производимой источником напряжения, т. е.

$$NeE_x dx = Ui_e dt, \qquad (8.19)$$

где i_e — ток в цепи детектора, обусловленный движением электронов; U — внешняя разность потенциалов; E_x — напряженность электрического поля.

Аналогичное выражение можно написать для положительных ионов

$$NeE_x dx = Ui_+ dt. \qquad (8.20)$$

Таким образом, ток, обусловленный движением электронов, равен

$$i_e = \frac{NeE_x}{U}\frac{dx}{dt} = \frac{NeE_x}{U} v_д{}^e, \qquad (8.21)$$

и соответственно ток, обусловленный движением ионов, равен

$$i_+ = \frac{NeE_x}{U}\frac{dx}{dt} = \frac{NeE_x}{U} v_д{}^+, \qquad (8.22)$$

где $v_д{}^e$ — скорость дрейфа электронов; $v_д{}^+$ — скорость дрейфа ионов; N — число пар носителей заряда.

В рассматриваемом случае как скорость дрейфа электронов, так и скорость дрейфа ионов постоянны (так как E_x=const). Поэтому сразу после прохождения ионизирующей частицы и образования носителей заряда в цепи начинает идти ток, представляющий собой сумму электронного и ионного тока:

$$i = i_e + i_+ = \frac{E_x e}{U}(N^+ v_д{}^+ + N^e v_д{}^e). \qquad (8.23)$$

Постоянство электронного и ионного тока обусловлено тем, что энергия электрического поля, передаваемая зарядам, идет на преодоление «сил трения» в среде», т. е. в итоге — на нагревание среды. Следует, однако, подчеркнуть, что в рассматриваемом случае эта энергия пренебрежимо мала по сравнению с кинетической энергией молекул среды.

Можно показать, что учет взаимодействия разноименных зарядов дает в итоге то же выражение (8.23) для тока в цепи детектора. Действительно, если в объеме детектора присутствуют электроны и ионы, то электрическое поле в детекторе можно представить как результат наложения двух полей — одного, создаваемого разностью потенциалов между электродами (напряженность поля E и разность потенциалов U), и другого, создаваемого пространственным зарядом. Для поля, создаваемого разностью потенциалов U между электродами, напряженность поля равна E, для поля пространственного заряда напряженность электрического поля равна E_ρ и разность потенциалов равна U_ρ.

Следовательно, напряженность поля с учетом объемного заряда будет $E+E_\rho$, а потенциал $U+U_\rho$, и вместо выражения (8.23) получим

$$(U+U_\rho)i = (E+E_\rho)e(N^+ v_д{}^+ + N^e v_д{}^e). \qquad (8.24)$$

При перемещении образовавшихся зарядов друг относительно друга изменяется электростатическая энергия поля. При прост-

ранственном разделении зарядов и перемещении их к электродам электростатическая энергия поля увеличивается. Работа электрического поля (включая поле пространственного заряда) плюс изменение энергии электростатического поля будет равна работе, производимой источником напряжения. Оказывается, что это изменение энергии электростатического поля в точности равно работе электрического поля пространственного заряда, т. е. $E_\rho e(n^+ v_д^+ + n e v_д^e)$. В результате выражение (8.23), не учитывающее влияние объемного заряда, остается в силе. Строгое доказательство этого утверждения — содержание теоремы Рамо — Шокли, которая гласит: «Если в пространстве между произвольно расположенными заземленными проводниками движется заряд Ne со скоростью $v_д$, то в цепи каждого проводника он вызывает ток, величина которого дается выражением

$$i = E_v N e v_д, \tag{8.25}$$

где E_v означает составляющую по направлению скорости вектора напряженности электрического поля, которое существовало бы в точке, где в данный момент находится заряд Ne, при условии, что этот заряд удален из системы проводников, а потенциал проводника, для которого определяется ток, равен единице и все остальные проводники заземлены».

Очевидно, что если умножить и разделить правую часть выражения (8.25) на разность потенциалов U, то получим выражения (8.21) и (8.22) для тока, создаваемого электронами и положительными ионами соответственно.

Еще раз подчеркнем, что при вычислении токов, возникающих в цепи при движении зарядов, принимается во внимание значение поля в детекторе в отсутствие пространственных зарядов.

Влияние геометрии электродов. Полученное соотношение (8.23) имеет общий характер и справедливо для любой геометрии детектора. Отношение E/U для плоской геометрии равно

$$\frac{E}{U} = \frac{1}{d}, \tag{8.26}$$

где d — расстояние между плоскими электродами.

Для цилиндрической геометрии

$$\frac{E}{U} = \frac{1}{r \ln (r_к / r_а)}, \tag{8.27}$$

где r — расстояние от оси цилиндра; $r_к$ и $r_а$ — радиусы катода и анода соответственно.

Для шаровой геометрии

$$\frac{E}{U} = \frac{r_а r_к}{r^2 (r_к - r_а)}. \tag{8.28}$$

8.1.6. Электролюминесценция

При дрейфе электронов (дырок) в сильном электрическом поле возникает свечение, обусловленное возбуждением вещества.

Если при этом энергия электрона остается меньше, чем необходимо для ионизации среды, то число образующихся фотонов прямо пропорционально числу дрейфующих электронов. Поэтому сигнал на выходе детектора, регистрирующего эти фотоны, будет пропорционален числу образовавшихся пар носителей. Детектор будет измерять ионизационный эффект. Это пропорциональный электролюминесцентный детектор.

Полное число фотонов, генерируемых одним электроном, зависит от расстояния, которое проходит электрон в процессе дрейфа. Это расстояние можно выбрать так, чтобы флуктуации сигнала на выходе детектора были бы обусловлены в основном флуктуациями ионизации. Поэтому электролюминесцентные детекторы в принципе имеют лучшее энергетическое разрешение, чем пропорциональные детекторы с газовым усилением, в которых существенную роль играют флуктуации величины газового усиления.

8.1.7. Ударная ионизация

В сильном электрическом поле носитель заряда (электрон, дырка, ион), двигаясь в среде, может на длине свободного пробега получить энергию, достаточную для ионизации ударом.

Средняя энергия, идущая на ионизацию ударом, может быть определена так же, как в гл. 6. Различие состоит в том, что в рассматриваемом случае кинетическая энергия носителя заряда не может заметно превышать потенциал ионизации среды. Это приводит к увеличению средней энергии образования пары носителей $\omega_и$. При уменьшении энергии электронов $\omega_и$ увеличивается вследствие относительного возрастания роли возбуждения. Так, при ударной ионизации минимальное значение $\omega_и$ для аргона равно 45 эВ и для ксенона 38 эВ.

Напомним, что средняя энергия, затрачиваемая на образование пары носителей быстрой частицей, примерно в 2 раза меньше (для аргона $\omega_и=26{,}4$ эВ, для ксенона $\omega_и=21{,}2$ эВ).

Образовавшиеся в результате ударной ионизации носители заряда в свою очередь создают на своем пути ионизацию. Так развивается электронно-ионная (или электронно-дырочная) лавина Количественно лавина характеризуется коэффициентом ударной ионизации α. Коэффициент α равен числу пар носителей заряда, образованных одним электроном, на 1 см пути.

Можно показать, что отношение $\dfrac{\alpha}{n}=f\left(\dfrac{E}{n}\right)$, где n — концентрация молекул (атомов). Действительно, пусть на длине свободного пробега λ электрон (или другой носитель заряда) получает энергию, достаточную для ионизации ударом. Тогда $Ee\lambda_и=eU_и$, где $U_и$ — потенциал ионизации, и, следовательно, наименьшее расстояние, которое электрон должен пройти без столкновений, равно $U_и/E=\lambda_и$.

Вероятность того, что электрон пройдет путь до столкновения больше λ (см. разд. 1.5), равна

$$P(0, \lambda)=\exp(\lambda_и/\lambda_{ср}),$$

где $\lambda_{ср}$ — средняя длина свободного пробега. Будем считать, что если электрон пройдет путь больше, чем $\lambda_и$, то он в первом же соударении ионизует вещество. Если число таких столкновений на 1 см пути равно α, то отношение α/ν (где ν — полное число столкновений) равно вероятности того, что электрон, пройдя путь $\lambda_и$, еще не испытает соударения. Тогда

$$\frac{\alpha}{\nu} = \exp(-\lambda_и/\lambda_{ср}). \quad (8.29)$$

Так как $\nu=1/\lambda_{ср}$, то

$$\alpha = \frac{1}{\lambda_{ср}} \exp(-U_и/E\lambda_{ср}). \quad (8.30)$$

Длина свободного пробега λ обратно пропорциональна давлению газа. При постоянной температуре давление пропорционально концентрации молекул n [см$^{-3}$]. Поэтому вместо выражения (8.30) можно написать

$$\frac{\alpha}{n} = A\exp(-Bn/E). \quad (8.31)$$

где $An = \frac{1}{\lambda_{ср}}$, $Bn = \frac{U_и}{\lambda_{ср}}$.

8.2. Газонаполненная ионизационная камера

Ионизационная камера предназначена для измерения энергии короткопробежных сильноионизирующих частиц (например, α-частиц или осколков деления). Камера представляет собой замкнутый сосуд, заполненный газом, в котором размещены электроды. Один из электродов соединен со входом усилителя. Необходимым условием является существенное превышение возникающего после регистрации частицы электрического импульса над шумовыми, обусловленным тепловым движением зарядов. При включении усилителя уровень шумов увеличивается (добавятся шумы усилителя). Поэтому ионизационные камеры применяются для спектрометрии частиц с энергией порядка несколько мегаэлектрон-вольт.

Пусть на отрицательном электроде находится источник α-частиц. Будем полагать, что источник моноэнергетический и что любая α-частица теряет всю свою энергию в газе (т. е. будем пренебрегать поглощением энергии α-частицы в объеме источника).

Для упрощения рассмотрения будем считать также, что на единице длины число пар ионов постоянно (пренебрегаем зависимостью $\frac{dE}{dx}$ от скорости частицы). Определим ток, возникающий в цепи камеры после прохождения частицы через газ, а также на-

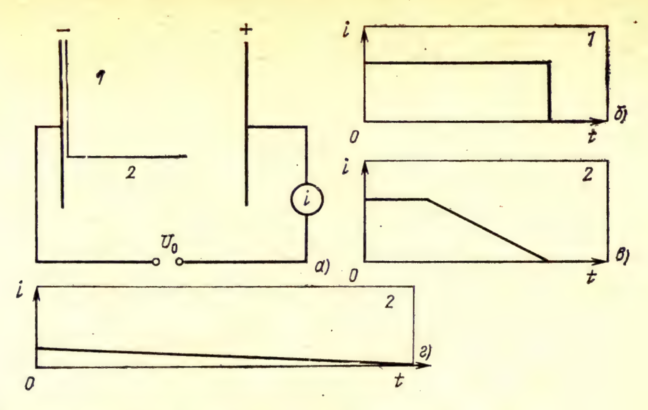


Рис. 8.1. Двухэлектродная ионизационная камера:

а — схема включения камеры; *б* — импульс электронного тока для случая 1; *в* — импульс электронного тока для случая 2; *г* — импульс ионного тока для случая 2; U_0 — источник напряжения; i — ток в цепи камеры; 1 и 2 — траектории α-частиц

веденный заряд для двух случаев: 1) α-частицы вылетают параллельно электродам; 2) α-частицы вылетают перпендикулярно электродам (рис. 8.1,*а*).

8.2.1. Импульс тока в цепи камеры

Ранее было показано, что если в объеме камеры образуется N пар ионов, то электронный ток равен

$$i_e = \frac{NeE}{U} v_д{}^e,$$

где E — напряженность электрического поля; U — разность потенциалов между электродами; $v_д{}^e$ — скорость дрейфа электронов. Электронный ток для первого случая возникает в момент образования электронов и остается постоянным до момента прихода электродов к положительному электроду (рис. 8.1,*б*). Для второго случая — электронный ток до тех пор, пока ближайшие к положительному электроду электроны не подойдут к нему, также будет постоянен. Затем число электронов, находящихся в промежутке между электродами, будет линейно уменьшаться со временем. Это приведет к уменьшению электронного тока также по линейному закону

$$i(t) = N(t)\frac{E}{U} v_д{}^e = N\left(1 - \frac{vt}{d}\right)\frac{v_д{}^e}{d}. \quad (8.32)$$

Зависимость электронного тока от времени для случая 2 показана на рис. 8.1,*в*. Ионный ток в случае 1 практически равен нулю, так как по условию положительные ионы образуются вблизи отрицательного электрода и проходимое ими расстояние равно (практически) нулю. В случае 2 ионный ток будет линейно уменьшаться со временем, так как число дрейфующих ионов начинает

уменьшаться сразу же после их образования. Длительность ионного импульса на несколько порядков больше длительности электронного (рис. 8.1,*г*).

8.2.2. Образование импульса напряжения

Разомкнем цепь, показанную на рис. 8.1,*а*. Рассмотрим заряженный конденсатор (рис. 8.1,*а*). Образованные в объеме конденсатора заряды под действием разности потенциалов будут перемещаться к соответствующим электродам. Работа, которая тратится на перемещение заряда, совершается за счет энергии электрического поля. Изменение разности потенциалов при переносе с одной пластины на другую заряда Q равно

$$\Delta U = Q/C. \tag{8.33}$$

Определим, как будет изменяться разность потенциалов между электродами со временем от момента образования зарядов до их полного собирания. Для этого необходимо рассматривать заряды, наведенные при движении соответственно положительных ионов и электронов на собирающем электроде, в интервале времени от момента образования зарядов до момента их полного собирания.

Прежде всего покажем, что полная величина наведенного заряда не зависит от того, где образовались (на каком расстоянии от электродов) заряды. Это утверждение следует из того, что перемещение нейтрального образования, каким является пара разноименных носителей заряда (одинаковых по абсолютной величине), не наводит никаких зарядов на электродах. Такое перемещение не изменяет разности потенциалов между электродами, поэтому разделение такого образования в любой точке объема даст после полного собирания разноименных зарядов на электродах одно и то же изменение разности потенциалов.

Допустим, что заряды образованы вблизи отрицательного электрода так, что $x \approx d$. Тогда наведенный заряд будет обусловлен только движением электронов, и полный наведенный заряд равен Ne, где N — число электронов. Электрическое поле совершает работу по перемещению электронов

$$\int_0^d NeE\,dx = NeEd = UNe.$$

Таким образом, суммарный наведенный заряд независимо от траектории частицы, образовавшей этот заряд (т. е. от места образования зарядов), будет равен

$$q^+ + q^- = Ne. \tag{8.34}$$

Рассмотрим, как изменяется разность потенциалов во времени. Потенциал электрода обозначим через U. Противоположный электрод заземлен. Рассмотрим частный случай, когда от отрицательного электрода к положительному перемещается заряд $q=$

$=Ne$. Этот случай соответствует условию; частица образует N пар ионов вблизи отрицательного электрода (рис. 8.1,a). Соответствующее количество электричества в начальный момент (в момент прохождения частицы) на отрицательном электроде равно

$$q=CU. \tag{8.35}$$

После прохождения детектора частицей и образования в объеме детектора $Ne=q$ пар носителей заряда между электродами детектора в объеме детектора пойдет ток

$$i=\frac{dq}{dt}. \tag{8.36}$$

Так как заряд равен $q=CU$, то ток будет равен $i=C\frac{dU}{dt}$. В то же время согласно закону Ома ток равен

$$i=-\frac{U}{R}, \tag{8.37}$$

где R — внутреннее сопротивление детектора.

Сравнивая оба выражения, находим, что

$$\frac{dU}{dt}=-\frac{1}{RC}U. \tag{8.38}$$

При начальных условиях $t=0$; $U=U_0$

$$U(t)=U_0\exp(-t/RC). \tag{8.39}$$

Отсюда зависимость тока от времени $i(t)$ выражаем

$$i(t)=-\frac{U_0}{R}\exp(-t/RC). \tag{8.40}$$

Величина RC имеет размерность времени. За время, равное RC, заряд на электродах детектора, а также сила тока уменьшается в e раз.

Таким образом, после образования в объеме детектора N пар носителей заряда вблизи отрицательного электрода через камеру пойдет ток $i(t)$, обусловленный перемещением электронов. При этом разность потенциалов будет уменьшаться по экспоненциальному закону.

Оценим величину, на которую изменяется разность потенциалов между электродами камеры после поглощения в ней α-частицы с энергией 5 МэВ. Если детектор заполнен аргоном (энергия образования одной пары носителей в газообразном аргоне равна 26,4 эВ), то α-частица образует на своем пути $\frac{5\cdot 10^6}{26,4}\approx 1,9\cdot 10^5$ пар ионов. Максимальная разность потенциалов $\Delta U_{\text{макс}}$ после полного собирания зарядов равна $\Delta U_{\text{макс}}$. При емкости детектора, равной $2\cdot 10^{-11}$ Ф, разность потенциалов равна

$$\Delta U_{\text{макс}}=\frac{1,9\cdot 10^5\cdot 1,6\cdot 10^{-19}}{2\cdot 10^{-11}}\approx\frac{3\cdot 10^{-14}}{2\cdot 1\ ^{-11}}\approx 1,5\cdot 10^{-3}\ \text{В}.$$

Таким образом, при регистрации одной частицы изменение разности потенциалов составляет пренебрежимо малую величину по сравнению с полной разностью потенциалов между электродами детектора, которая для газонаполненных детекторов составляет 10^3 В. Точно так же на очень малую величину изменяется ток детектора. Это позволяет считать, что ток, идущий через детектор после прохождения через него частицы, может быть определен по формуле $i = \frac{eNE}{U} v_д$ в соответствии с теоремой Рамо — Шокли с точностью, которая превышает точность экспериментального определения величины тока на несколько порядков. Это обстоятельство позволяет существенно упростить расчеты формы импульса в различных ионизационных детекторах. При этих условиях можно считать, что детектор является источником тока, причем ток определяется по формуле $i = \frac{eNE}{U} v_d$ (это означает, что мы пренебрегаем изменением тока за счет изменения разности потенциалов на величину ΔU).

Ток, появляющийся в детекторе, необходимо усилить. Для этого либо непосредственно к выходу детектора подключают усилитель тока, либо предварительно преобразуют импульс тока в импульс напряжения и затем усиливают импульс напряжения. Непосредственное усиление тока детектора позволяет получить высокое временно́е разрешение. Если этого не требуется, то до усиления импульс тока преобразуют в импульс напряжения.

8.2.3. Формирование импульса напряжения интегрирующей цепочкой

Для преобразования импульса тока в импульс напряжения последовательно с камерой включают резистор нагрузки R. Схема включения приведена на рис. 8.2. Емкость конденсатора C является суммой емкости детектора, емкости входа усилителя и емкости проводника, составляющих цепь.

Рассмотрим импульс напряжения на выходе схемы под воздействием единичного импульса тока, возникающего после образования свободных зарядов в объеме детектора, причем число движущихся в объеме детектора элементарных зарядов не меняется во времени. Это условие соответствует тому, что след частицы лежит в плоскости, параллельной плоскости электродов.

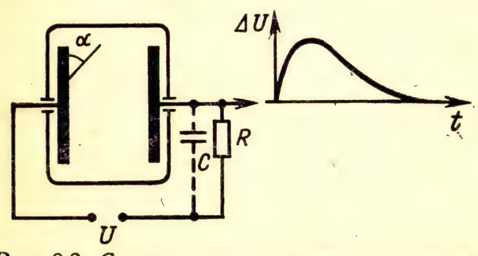


Рис. 8.2. Схема включения ионизационной камеры

При движении в объеме детектора зарядов ток $i(t)$ в цепи детектора будет разветвляться на две составляющие — ток через $R_н$ (резистор нагрузки)

$i_R(t)$ и ток через $C — i_C(t)$. Таким образом,

$$i(t) = i_R(t) + i_C(t). \qquad (8.41)$$

В результате протекания тока через резистор нагрузки $R_н$ и конденсатор C разность потенциалов на выходе детектора будет изменяться. Чтобы определить зависимость разности потенциалов от времени, напишем выражения для тока

$$i_R(t) = \frac{U}{R}; \qquad (8.42)$$

$$i_C(t) = C\frac{dU}{dt}. \qquad (8.43)$$

Подставляя эти выражения в (8.41), получаем

$$U + RC\frac{dU}{dt} = Ri(t), \qquad (8.44)$$

где $i(t)$ определяется по формуле $i(t) = q\frac{E}{U}$; $C_{вх}$ — суммарная емкость собирающего электрода и входа усилителя.

Если сопротивление $R_н$ очень мало, то можно пренебречь вторым членом в левой части уравнения, и оно примет вид

$$U(t) = Ri(t). \qquad (8.45)$$

Если же сопротивление $R_н$ очень велико, то можно пренебречь первым членом и тогда получим

$$U(t) - U(0) = \frac{Q(t)}{C}, \qquad (8.46)$$

где $Q = Q^+ + Q^-$.

Заряды вычисляют по соотношениям:

$$Q^+(t) = \int_0^t i^+(t)\,dt; \qquad (8.47)$$

$$Q^-(t) = \int_0^t i^-(t)\,dt. \qquad (8.48)$$

Величины Q^- и Q^+ следует рассматривать как наведенные заряды соответственно при движении электронов и положительных зарядов в объеме детектора в течение времени от 0 до t. В общем случае уравнение (8.44) имеет решение

$$U(t) - U(0) = \exp(-t/RC)\frac{1}{C}\int_0^t \exp(t'/RC)\,i(t')\,dt'. \qquad (8.49)$$

Перейдем к рассмотрению различных конкретных случаев.

Постоянный во времени заряд в однородном поле. Если частица проходит через объем детектора так, что все заряды одного знака проходят одно и то же расстояние между электродами (это означает, что след частицы лежит в плоскости, парал-

лельной плоскости электродов), то тогда можно считать, что ток электронов и ток ионов в течение времени не изменяются. Ток начинается в момент прохождения частицы и образования зарядов и прекращается после того, как заряды доходят до соответствующих электродов. Так, например, после полного собирания электронного тока в детекторе может продолжаться протекание тока, обусловленного движением положительных зарядов.

Сначала рассмотрим случай очень большого сопротивления $R_н$ и реальной входной емкости $C_{вх}$, т. е. примем, что $R_н$ равно бесконечности и соответственно $R_нC$ равно бесконечности.

Пусть время движения электронов от места своего образования до положительного электрода равно t, тогда в течение времени t через детектор будет идти постоянный ток, обусловленный движением электронов. При этом напряжение на конденсаторе растет линейно со временем (так как разрядки емкости через резистор $R_н$ с сопротивлением, равным бесконечности, не происходит). Полный собравшийся заряд повышает напряжение на входной емкости до величины

$$\Delta U_e = \frac{q^e}{C} = \frac{Ne}{Cd} v_e t_e.$$

Точно так же ток, обусловленный движением ионов, увеличивает напряжение на входной емкости на величину

$$\Delta U_+ = \frac{q^e}{C} = \frac{Ne}{Cd} v_+ t_+.$$

Суммарное увеличение разности потенциалов будет равно

$$\Delta U = \Delta U_e + \Delta U_+ = \frac{Ne}{Cd}(v_e t_e + v_+ t_+) = \frac{Ne}{C}.$$

В реальном эксперименте R и C входа выбирают так, чтобы импульсы напряжения были разделены во времени и в то же время не было бы значительной потери их амплитуды. Для этого необходимо, чтобы скорость зарядки емкости превышала скорость ее разрядки в несколько раз. Для количественного выбора параметров входной цепи необходимо решить уравнение для различных соотношений между постоянной времени входной цепи и длительностью импульса тока. В общем случае при протекании через детектор постоянного тока конденсатор будет заряжаться и в то же время разряжаться через резистор.

Для прямоугольного импульса тока длительностью T импульс напряжения выражается формулами

$$U_{вх}(t)_{0\div T} = U_{вх.макс}\frac{RC}{T}\left[1 - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)\right]; \quad (8.50)$$

$$U_{вх}(t)_{T\div\infty} = U_{вх.макс}\frac{RC}{T}\left[\exp\left(-\frac{t-T}{RC}\right) - \exp\left(-\frac{t}{RC}\right)\right]. \quad (8.51)$$

Этим выражениям соответствует семейство кривых $U_{вх}(t)$, приведенных на рис. 8.3. Время протекания тока T определяется

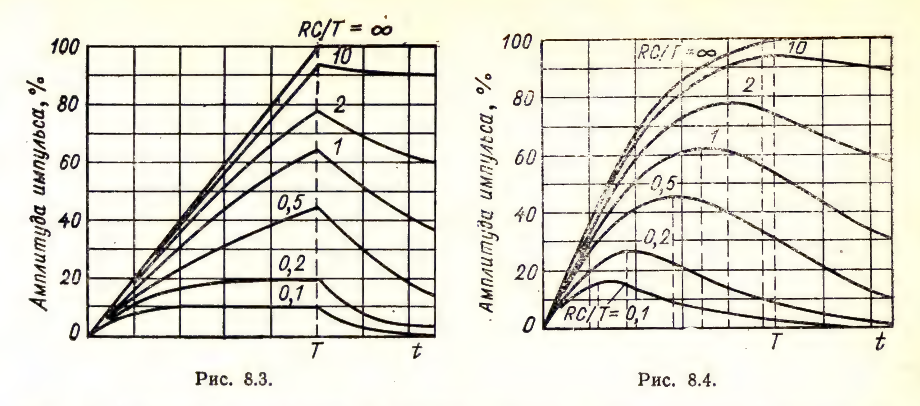


Рис. 8.3. Рис. 8.4.

Рис. 8.3. Импульс напряжения на выходе плоской ионизационной камеры для случая 1 (рис. 8.1,*а*) при различных отношениях RC/T

Рис. 8.4. Импульс напряжения на выходе плоской ионизационной камеры ионной составляющей для случая 2 (рис. 8.1,*а*) при различных отношениях RC/T

временем дрейфа носителей заряда от места своего образования до соответствующего электрода. Это время в камере, заполненной газом, для электронов и ионов различается примерно на три порядка. Поэтому, изменяя RC входной цепи, можно существенно изменять соотношение между электронной и ионной компонентами импульса.

Например, при $RC=T_e$ (где T_e — время собирания электронов) импульс, обусловленный движением ионов, будет практически отсутствовать, в то время как электронный импульс будет близок к максимальному.

Изменяющийся во времени заряд. В реальных условиях в камере регистрируемые заряженные частицы вылетают из электрода под различными углами. Это приводит к тому, что число движущихся носителей заряда не остается постоянным во времени. Соответственно изменяется и наведенный ток. Для случая, когда заряженная частица проходит перпендикулярно плоскости электродов (образуя равномерно на своем пути электроны и ионы), ток изменяется по закону

$$i(t)=\frac{Ne}{T}\left(1-\frac{t}{T}\right),$$

где T — время собирания электронов (или ионов соответственно).

Тогда для импульса напряжения получим

$$U(t)=\frac{Ne}{C}\frac{RC}{T}\left\{\left(1+\frac{RC}{T}\right)\left[1-\exp\left(-\frac{t}{RC}\right)\right]-\frac{t}{T}\right\}. \qquad (8.52)$$

Эта формула справедлива так же, как и (8.50), только в течение времени собирания соответствующих носителей заряда (времени T). После этого напряжение будет изменяться по экспоненте с постоянной времени RC.

Семейство кривых для импульсов напряжения при различных отношениях RC/T приведено на рис. 8.4.

8.2.4. Ионизационная камера с тремя электродами (камера с сеткой)

В двухэлектродной камере амплитуда импульса зависит от ориентации следа частицы в объеме камеры. В камере с электронным собиранием (постоянную времени RC выбирают так, что только электронная компонента дает ощутимый вклад в импульс напряжения) амплитуда импульса изменяется примерно в 2 раза при изменении угла вылета α-частицы из источника, помещенного на отрицательном электроде, от 0 до 90°. Это затрудняет определение энергии частицы по амплитуде импульса.

Для устранения зависимости электронного импульса от места образования электронов в камеру вводят третий электрод в виде сетки (рис. 8.5). В такой камере амплитуда импульса не зависит от угла вылета частицы, если ионизация создается только между сеткой и отрицательным электродом. Это обусловлено тем, что все образовавшиеся в камере электроны проходят одинаковое расстояние в поле между сеткой и положительным электродом. Поэтому для уменьшения влияния поглощения энергии частицы в самом источнике используются очень тонкие слои (порядка нескольких микрограммов на квадратный сантиметр). На поверхности источника устанавливают так называемые дюзы, ограничивающие угол, под которым вылетают α-частицы из источника. Это исключает из измерений те частицы, которые выходят из источника под малыми углами и, следовательно, теряют значительную долю своей энергии в источнике. Установка дюз существенно уменьшает разброс импульсов по амплитудам. Наилучшее разрешение, получаемое в камере с сеткой с дюзами, составляет для α-частиц с энергией порядка 5 МэВ около 0,5 %.

8.3. Пропорциональный детектор с газовым усилением

8.3.1. Детектор с двумя плоскими электродами

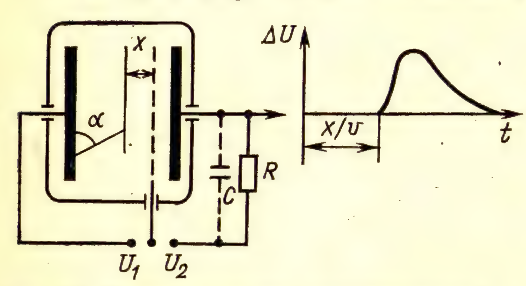


Рис. 8.5. Схема включения трехэлектродной камеры

При достаточно большой напряженности электрического поля энергия, которую приобретает электрон на длине свободного пробега, может оказаться достаточной для возбуждения и ионизации газа. Допустим, что на пути в 1 см электрон создает благодаря удар-

ной ионизации α вторичных электронов. Тогда увеличение числа электронов dN, создаваемое N электронами на пути, равном dx, будет равно

$$dN = \alpha N dx,$$

откуда после интегрирования получим

$$N_{г} = N \exp(\alpha x), \quad (8.53)$$

где N — начальное число электронов, образованное на расстоянии x от положительного электрода (α — коэффициент ударной ионизации, равный числу пар ионов, образованных электроном на пути в 1 см). Отношение $N_{г}/N = m$ — коэффициент газового усиления, в плоском детекторе экспоненциально зависит от места образования первичной ионизации. Поэтому частицы, создавшие на своем пути одно и то же число пар ионов, но прошедшие на различных расстояниях от положительного электрода, вызовут импульсы на выходе детектора разной амплитуды. Это затрудняет применение плоского детектора для измерения энергии заряженных частиц.

Лавинный детектор. Детектор работает в пропорциональном режиме, близком к режиму искрового пробоя. Малый зазор между электродами детектора (1—3 мм) позволяет обеспечить при обычно используемых давлениях газа от 10^2 до $3 \cdot 10^3$ Па напряженность электрического поля порядка нескольких тысяч вольт на 1 см. При этом значение коэффициента газового усиления может достигать 10^4.

Как и во всех газовых ионизационных детекторах, регистрируемый сигнал содержит два компонента: быстронарастающую электронную составляющую и медленный компонент, связанный с движением положительных ионов к катоду. Для временны́х измерений используется только быстрая электронная составляющая. Ионная составляющая подавляется соответствующим выбором постоянной времени входной цепи усилителя. Время нарастания электронного компонента, которое определяется дрейфовой скоростью электронов и значением коэффициента ударной ионизации, обычно не превышает 2 нс.

Детекторы применяют для получения временно́й отметки «старт» во времяпролетных спектрометрах тяжелых ионов. Временно́е разрешение лавинного детектора составляет несколько сотен пикосекунд.

Энергетическое разрешение для осколков деления ядра составляет десятки процентов.

8.3.2. Детектор с тремя электродами

Введем в объем детектора третий электрод в виде сетки, расположенной вблизи положительного электрода, аналогично тому, как это было сделано в трехэлектродной камере (рис. 8.5). Между отрицательным электродом и сеткой создается разность по-

тенциалов, достаточная для полного разделения носителей заряда противоположного знака, а между сеткой и положительным электродом — разность потенциалов, достаточная для того, чтобы в этом объеме происходила ударная ионизация. В таком детекторе коэффициент газового усиления не будет зависеть от ориентации следа частицы в камере, если ионизация будет происходить в объеме между отрицательным электродом и сеткой.

8.3.3. Цилиндрический детектор

В детекторе с цилиндрической геометрией напряженность электрического поля изменяется обратно пропорционально радиусу

$$E = \frac{1}{r} \frac{U}{\ln \frac{r_к}{r_а}},$$

где U, $r_а$, $r_к$ — напряжение между электродами детектора, радиус анода и радиус катода соответственно.

В цилиндрическом пропорциональном детекторе легко создать условия, когда ударная ионизация будет происходить только вблизи нити. Остальной объем детектора будет работать как ионизационная камера в режиме тока насыщения. Поэтому в цилиндрическом детекторе коэффициент газового усиления не зависит от места образования первичной ионизации (если только ионизация не возникает вблизи нити в области, где происходит ударная ионизация).

При увеличении напряжения между электродами детектора коэффициент газового усиления растет. При больших коэффициентах газового усиления, кроме процессов ударной ионизации, существенную роль начинают играть вторичные процессы на катоде, в частности фотоэффект на катоде.

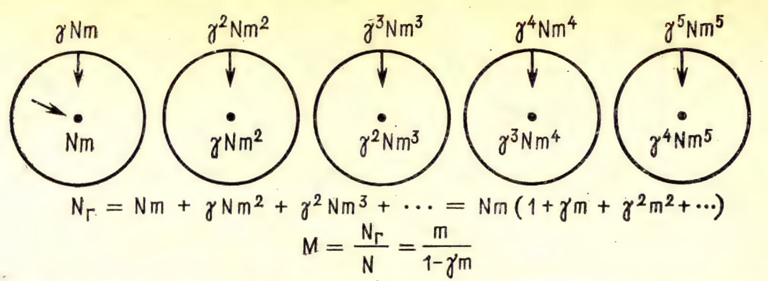
Допустим, что каждая образовавшаяся пара ионов приводит к эмиссии γ электронов с катода. В этом случае начальная лавина из N электронов сопровождается образованием фотоэлектронов, которые создают вторичную лавину из γm^2 электронов. Тогда полное число образовавшихся в объеме детектора пар носителей заряда $N_г$ с учетом фотоэффекта на катоде можно представить в виде суммы (рис. 8.6)

$$N_г = Nm + \gamma N m^2 + \gamma^2 N m^3 + \ldots = Nm(1 + \gamma m + \gamma^2 m^2 + \ldots). \quad (8.54)$$

Коэффициент газового усиления с учетом фотоэффекта на катоде обозначим через M. Тогда

$$M = \frac{N_г}{N} = \frac{m}{1 - \gamma m}. \quad (8.55)$$

Величина γ для обычно применяющихся катодов по порядку величины примерно равна 10^{-4}. Согласно выражению для M коэффициент газового усиления должен неограниченно расти. В дей-



$$N_г = Nm + \gamma Nm^2 + \gamma^2 Nm^3 + \cdots = Nm(1 + \gamma m + \gamma^2 m^2 + \cdots)$$

$$M = \frac{N_г}{N} = \frac{m}{1 - \gamma m}$$

Рис. 8.6. Развитие электронно-фотонных лавин в цилиндрическом детекторе: *M* — полный коэффициент газового усилия; *m* — коэффициент ударной ионизации

ствительности образующийся вблизи нити положительный пространственный заряд приводит к гашению электронно-фотонных лавин.

Форма импульса. Рассмотрим качественно форму импульса тока в пропорциональном детекторе без учета влияния пространственного заряда. Пусть в объеме детектора образуется одновременно N пар ионов. Электроны начинают двигаться к нити и достигают области ударной ионизации. Ток обусловлен дрейфом N электронов, так как ионы за это время практически не успевают сдвинуться с места своего образования. Как только электроны достигнут области ударной ионизации, начнется процесс газового усиления. За очень короткий промежуток времени (порядка 10^{-8} с) все электроны, образовавшиеся в лавине, достигнут нити. За это время ее потенциал изменится на заметную величину, составляющую значительную часть импульса. В то же время положительные ионы дрейфуют от нити к катоду. Поэтому после того как все электроны соберутся на нити, ток будет обусловлен дрейфом положительных ионов. Скорость дрейфа ионов уменьшается по мере приближения к катоду.

Форма импульса может быть разбита на три участка. Первый участок — это дрейф электронов к области ударной ионизации. Время дрейфа зависит от расстояния, которое проходят электроны от места своего образования до области ударной ионизации. Если это расстояние порядка 1 см, то время дрейфа составляет примерно 10^{-7}—10^{-6} с. Изменение потенциала нити за это время пренебрежимо мало по сравнению с максимальным (примерно в m раз меньше).

Интервал времени, в течение которого происходит газовое усиление и электроны достигают нити, составляет примерно 10^{-8} с. За это время формируется значительная часть электрического импульса.

Полное время, в течение которого положительные ионы достигают катода, равно по порядку величины 10^{-3} с. Существенно, что основной вклад в амплитуду импульса положительные ионы вносят за время движения их вблизи нити в поле большой напряженности. Это время составляет величину на несколько по-

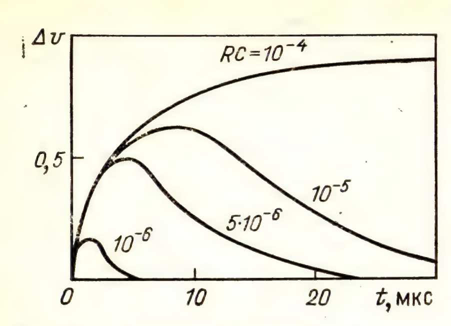


Рис. 8.7. Формула импульса напряжения в цилиндрическом детекторе для нескольких значений постоянной времени RC

рядков меньшую, чем полное время дрейфа положительных ионов.

Постоянную времени входа RC выбирают намного больше времени собирания электронов и значительно меньше времени собирания ионов.

На рис. 8.7 показана форма импульса напряжения в цилиндрическом пропорциональном детекторе для нескольких значений постоянной времени RC.

Если пробег регистрируемой частицы сравним с размерами детектора, то в общем случае образовавшиеся электроны проходят до нити различные расстояния. Коэффициент газового усиления при этом не изменяется, так как ударная ионизация происходит только на малых расстояниях от нити. Однако форма начального участка электрического импульса будет зависеть от положения следа регистрируемой частицы в объеме детектора, так как электроны от различных участков этого следа будут достигать области ударной ионизации в различное время.

8.4. Счетчики Гейгера — Мюллера

При увеличении напряжения между электродами цилиндрического детектора напряженность электрического поля растет. Растет число вторичных пар ионов, а следовательно, и число фотонов в лавине. Число фотонов в лавине может стать столь велико, что каждая лавина будет сопровождаться образованием фотоэлектронов на катоде. Это приведет к появлению электронно-фотонных лавин по всему объему детектора. Детектор перейдет в гейгеровский режим работы (несамогасящийся счетчик).

Введение в основной газ примесей, захватывающих фотоны, приводит (при определенных условиях, рассмотренных ниже) к локализации разряда вблизи нити (самогасящийся счетчик). Таким образом, счетчики Гейгера — Мюллера в зависимости от механизма разряда делятся на несамогасящиеся и самогасящиеся. Схема включения как у пропорционального детектора.

8.4.1. Несамогасящиеся счетчики

Несамогасящийся счетчик заполняется инертным газом до давления, равного примерно $^1/_3$ нормального. После прохождения через объем счетчика заряженной частицы электроны и ионы устремляются к соответствующим электродам. Нить счетчика всегда заряжена положительно. Вблизи нити электроны попадают в поле большой напряженности. Возникает электронно-фотонная

лавина. Фотоны практически не поглощаются в газе и попадают на катод. Вследствие внешнего фотоэффекта на катоде в объем счетчика попадают электроны, которые под действием электрического поля устремляются к нити, в свою очередь образуя электронно-фотонные лавины.

Этот процесс повторяется многократно, в результате чего разряд захватывает счетчик по всей длине. Подвижность электронов на три порядка больше подвижности ионов, поэтому электроны собираются к нити за время, в течение которого ионы практически не успевают сдвинуться с места своего образования. Вблизи нити образуется положительный пространственный заряд. Этот заряд уменьшает электрическое поле вблизи нити, что приводит к затуханию электронно-фотонных лавин. Таким образом, образующийся в процессе разряда пространственный положительный заряд служит препятствием для дальнейшего развития разряда — гасит его. На этом электронные процессы в счетчике не заканчиваются, так как положительные ионы, подходя к катоду, вырывают с его поверхности электроны, которые под действием электрического поля устремляются к нити. Дальнейшее зависит от того, восстановится или нет потенциал нити до прежнего значения к моменту подхода к ней электронов. Если потенциал нити примет значение, при котором возможна ударная ионизация, то электроны вызовут электронно-фотонные лавины, и все процессы в счетчике будут повторяться. В счетчике возникнет разряд, состоящий из отдельных импульсов, следующих один за другим. Каждый такой импульс начинается с электронно-фотонной лавины. Эти фотонные лавины можно наблюдать с помощью фотоприемника одновременно с электронными лавинами. Разряд в счетчике будет продолжаться до тех пор, пока будет восстанавливаться необходимое для этого напряжение. Если к моменту подхода положительных ионов к катоду потенциал нити станет меньше потенциала, при котором возможно образование электронно-фотонных лавин, то разряд в счетчике прекратится. Чтобы это произошло, можно либо воспользоваться схемой гашения, уменьшающей разность потенциалов между электродами счетчика после первой стадии разряда, либо включить резистор с большим сопротивлением в цепь счетчика, который будет препятствовать быстрому восстановлению потенциала нити до первоначального значения (постоянная времени RC должна быть больше времени дрейфа положительных ионов от нити к катоду, т. е. по порядку величины 10^{-3}—10^{-2} с).

8.4.2. Самогасящиеся счетчики

В самогасящемся счетчике процесс протекает иначе благодаря добавлению к основному газу (например, аргону) так называемых гасящих примесей. Обычно в качестве такой гасящей добавки применяют пары органических жидкостей (например, пары метилового или этилового спирта). Гасящие примеси захватывают

фотоны на близком расстоянии от нити так, что они не попадают на катод. Ионизация примеси фотонами происходит вблизи нити, поэтому разряд начинает распространяться вдоль нити.

Несмотря на существенное различие в протекании этой стадии разряда, она заканчивается точно так же, как и в несамогасящемся счетчике, образованием положительного пространственного заряда вблизи нити. Пространственный заряд приводит к затуханию электронно-фотонных лавин. В отличие от несамогасящегося счетчика в самогасящемся счетчике до катода доходят не ионы аргона, а ионы спирта. По пути к катоду ионы аргона в результате большого числа соударений передают свой заряд молекулам спирта. Это обусловлено тем, что потенциал ионизации основного газа выше, чем потенциал ионизации молекул органических паров. Последнее условие является обязательным при выборе гасящей смеси. Ионы молекул спирта нейтрализуются на катоде, не вызывая эмиссии электронов в объем счетчика. Поэтому независимо от величины поля вблизи нити разряд в счетчике продолжаться не может. Полная длительность процессов в счетчике определяется временем дрейфа положительных ионов. По порядку величины это время примерно равно 10^{-4} с.

Вместе с тем следует отметить, что начальные стадии разряда (электронно-фотонные лавины) протекают достаточно быстро (10^{-7}—10^{-8} с), поэтому с помощью счетчиков Гейгера — Мюллера можно регистрировать момент прохождения через него частицы с точностью до 10^{-8} с.

8.4.3. Счетчик с бусинкой

Экспериментальным подтверждением того, что действительно в самогасящемся счетчике разряд распространяется вдоль нити, является опыт, в котором анод счетчика состоит из двух электрических изолированных с помощью стеклянной бусинки нитей, расположенных на одной прямой. Каждый участок (левый и правый) подключен к своей регистрирующей электронной схеме.

Если наполнить счетчик аргоном без специально введенной примеси гасящегося газа, то независимо от того, через правый или левый участок счетчика пройдет заряженная частица, разряд возникает во всем объеме счетчика. Обе схемы (правая и левая) зарегистрируют одновременно прохождение частицы через счетчик. Если добавить к аргону 5—10% паров спирта, то разряд будет возникать только в одной половинке счетчика в зависимости от того, справа или слева от бусинки прошла частица. В этом случае разряд распространяется вдоль нити, и стеклянная бусинка, если ее радиус превышает длину пробега фотонов в рабочей смеси газов, предотвращает распространение разряда из одной половины счетчика в другую. Уменьшая диаметр бусинки до величины, при которой разряд переходит из одной половины в другую, можно оценить коэффициент поглощения фотонов гасящим газом. Это можно сделать, изменяя давление гасящего газа.

8.4.4. Мертвое время и время восстановления

После того, как вблизи нити счетчика образуется объемный заряд (обусловленный положительными ионами), который препятствует развитию электронно-фотонных лавин, счетчик на некоторое время теряет чувствительность. Если в это время через счетчик пройдет заряженная частица и образует какое-то число пар ионов, то это не приведет к существенным изменениям. Время, в течение которого счетчик не может регистрировать частицы, — мертвое время, определяется временем дрейфа положительных ионов от нити на некоторое расстояние, при котором поле вблизи нити становится достаточным для развития электронно-фотонных лавин.

Время, необходимое для полного восстановления начальных условий (нейтрализация ионов на катоде и восстановление потенциала нити), так называемое время восстановления по порядку величины равно мертвому времени и для счетчиков радиусом около 0,5 см составляет 10^{-3}—10^{-4} с (рис. 8.8).

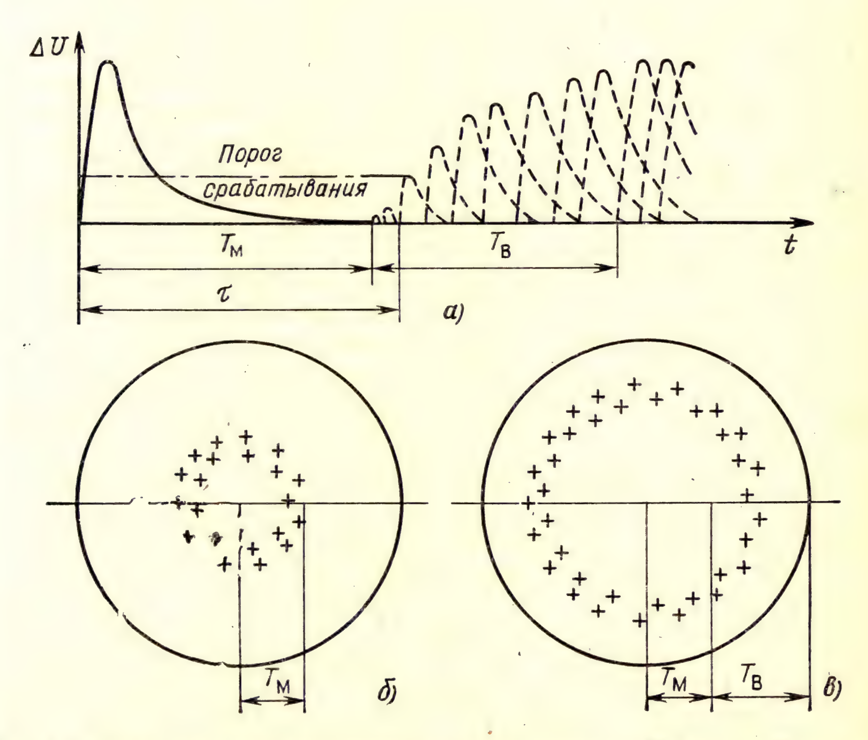


Рис. 8.8. Форма импульса напряжения на выходе счетчика Гейгера — Мюллера:
а — форма импульса; ΔU — амплитуда импульса; *б* — облако положительных ионов, обусловливающих мертвое время; *в* — облако положительных ионов, обусловливающих время восстановления

8.4.5. Счетчики с самогасящимся стримерным разрядом

При увеличении количества гасящих примесей и увеличении разности потенциалов разряд в счетчике может перейти в стримерный. В отличие от стримерного разряда, возникающего в однородном поле между двумя плоскими электродами (подробнее см. подраздел 12.2.2), образующийся вблизи проволочки стример в процессе своего развития попадает в область слабого электрического поля (благодаря цилиндрической геометрии). Остановка стримера происходит на значительном расстоянии от анодной проволочки, где напряженность электрического поля падает примерно на два порядка.

Если уменьшить количество примесей, захватывающих фотоны, то проволочный детектор может перейти в режим работы самогасящегося счетчика Гейгера — Мюллера. Распространение разряда в этом случае будет происходить вдоль нити.

Счетчики с самогасящимся стримерным разрядом находят весьма важные применения в многопроволочных камерах. Это обусловлено тем, что электрический импульс на выходе счетчика имеет большую амплитуду и малую длительность.

8.4.6. Галогенные счетчики

Галогенные счетчики обычно работают на смеси неона (потенциал ионизации неона равен 21,5 В, потенциал возбужденного метастабильного состояния 16,6 В) и паров брома (потенциал ионизации 12,8 В). Разность потенциалов между катодом и нитью выбирают так, чтобы вблизи нити напряженность электрического поля была бы достаточна для возбуждения атомов неона, но недостаточна для его ионизации. Возбужденные атомы неона переходят в метастабильное состояние с временем жизни 10^{-4}—10^{-2} с. В течение этого времени атом неона испытывает большое число соударений, в том числе и с молекулами брома. Так как энергия ионизации брома меньше энергии возбуждения атома неона, то такие соударения могут привести к ионизации молекулы брома. Образовавшийся свободный электрон в свою очередь на пути к нити возбуждает атомы неона с последующей ионизацией молекулы брома.

Второй процесс, приводящий к возникновению электронно-фотонных лавин, аналогичен фотонному механизму усиления в несамогасящихся газовых детекторах. Отличие заключается в существенно большей длительности процесса высвечивания. Это приводит к тому, что время нарастания электрического импульса в галогенных счетчиках на несколько порядков больше, чем в счетчиках, наполненных смесью инертного газа и пара органической жидкости.

В результате развития электронно-фотонных лавин в галогенных счетчиках (так же как и в обычных) вблизи нити обра-

зуется пространственный заряд, препятствующий дальнейшему развитию электронно-фотонных лавин. Разряд гасится.

Ионы галоида дрейфуют к катоду и при нейтрализации не вызывают эмиссии электронов. Это так же, как в обычных самогасящихся счетчиках, обусловливает одноступенчатый характер разряда.

Галогенные счетчики работают при существенно меньшей разности потенциалов по сравнению с обычными. Существенно большее время нарастания сигнала и, главное, большие флуктуации времени нарастания существенно ухудшают временно́е разрешение галогенных счетчиков.

8.4.7. Счетная характеристика самогасящегося счетчика

Основная характеристика счетчика — зависимость числа регистрируемых в единицу времени импульсов от напряжения между электродами (счетная характеристика). При увеличении разности потенциалов между катодом и нитью счетчика число регистрируемых импульсов быстро растет и достигает примерно постоянного значения (плато счетчика). Небольшое увеличение числа регистрируемых импульсов при дальнейшем увеличении разности потенциалов обусловлено так называемыми ложными импульсами. В конце плато число регистрируемых импульсов быстро растет, так как при этом существенно растет вероятность вторичных процессов, приводящих к появлению ложных импульсов. Чем больше образуется в разряде ионов, тем больше вероятность появления ложного импульса, обусловленного эмиссией электрона с катода. Это одна из причин возникновения ложных импульсов в счетчике.

Если убрать из лаборатории внешние источники излучения, то число регистрируемых в единицу времени импульсов уменьшится до некоторой величины, называемой фоном счетчика. Фон счетчика обусловлен космическим излучением, естественной радиоактивностью среды и воздуха, а также радиоактивностью самих материалов, из которых изготовлен счетчик. Фон счетчика зависит от его размеров и чистоты материалов, из которых он изготовлен. Обычно фон счетчика составляет несколько импульсов в минуту на 1 $см^2$ поверхности катода.

Прежде чем приступить к измерениям с помощью газоразрядного счетчика, необходимо определить его фон и измерить счетную характеристику. Рабочую точку следует выбирать в средней части плато.

8.4.8. Эффективность регистрации

Эффективность регистрации зависит от вида излучения. Для заряженных частиц эффективность регистрации близка к единице. Эффективность регистрации рентгеновского и γ-излучения существенно меньше (10^{-2}). Эффективность регистрации нейтронов

очень сильно зависит от природы газа, заполняющего счетчик, и от энергии нейтронов.

Эффективность регистрации заряженных частиц. Для развития разряда в счетчике достаточно образования в его объеме одной пары ионов. Поэтому эффективность счетчика по отношению к заряженным частицам определяется вероятностью образования в объеме счетчика хотя бы одной пары ионов.

Вероятность того, что на пути l в счетчике частица не образует ни одной пары ионов, равна (см. разд. 1.5) $\exp(-l/l_{\text{ср}})$, где $l_{\text{ср}}$ — средняя длина, которую проходит заряженная частица в газе до образования одной пары ионов; l — длина, которую проходит частица в объеме счетчика. Так как на пути в 1 см частица образует ν пар ионов (ν — первичная удельная ионизация), то на пути l частица создает νl пар ионов. Учитывая, что на пути $l_{\text{ср}}$ частица образует одну пару ионов, получаем, что $l_{\text{ср}} = 1/\nu$.

Тогда вероятность того, что частица будет зарегистрирована, равна $1-\exp(-l\nu) = 1-\exp(-N_{\text{ср}})$, где $N_{\text{ср}}$ — среднее число пар ионов, которое образует частица в объеме счетчика, пройдя путь l.

Таким образом, эффективность регистрации частицы, равная отношению $N_{\text{р}}/N$ (и равная вероятности регистрации частицы), выражается формулой

$$\eta = \frac{N_{\text{р}}}{N} = 1 - \exp(-N_{\text{ср}}).$$

Счетчики с малой эффективностью. При уменьшении диаметра или при уменьшении давления газа число пар ионов, образующихся в объеме счетчика, будет уменьшаться. Это приведет к уменьшению эффективности регистрации заряженных частиц. Для счетчика с низкой эффективностью можно получить следующее выражение:

$$\eta = 1-\exp(-N) \approx 1-(1-N) \approx N, \tag{8.56}$$

т. е. эффективность счетчика пропорциональна среднему числу пар ионов, образующихся в счетчике после прохождения через него заряженной частицы. Это означает, что счетчик малой эффективности может измерять величину, пропорциональную поглощенной в объеме счетчика энергии. Число регистрируемых импульсов будет пропорционально среднему числу пар ионов, создаваемых заряженной частицей в объеме счетчика. В отличие от счетчика с большой эффективностью, в котором скорость счета пропорциональна числу проходящих через счетчик заряженных частиц, т. е. пропорциональна площади поперечного сечения счетчика, скорость счета счетчика с малой эффективностью пропорциональна его объему.

Эффективность регистрации электромагнитного излучения. Эффективность регистрации рентгеновского и γ-излучения составляет примерно 10^{-2}. При увеличении толщины стенки эффективность растет и достигает максимального значения при толщине стенки

счетчика, равной максимальному пробегу фотоэлектронов в веществе стенки.

Эффективность регистрации быстрых нейтронов по ядрам отдачи также зависит от толщины стенки.

8.5. Комбинированные методы

Как уже упоминалось, при увеличении напряженности электрического поля энергия, которую приобретает электрон на длине свободного пробега, становится достаточной для возбуждения молекул газа. Возникающее свечение (электролюминесценция) может быть зарегистрировано с помощью ФЭУ или других детекторов фотонного излучения.

Детектирование фотонного излучения можно осуществить одновременно с регистрацией электрического импульса. Детектор, в котором можно одновременно измерять оба эти сигнала, относится к классу комбинированных. В частности, в трехэлектродной камере (камере с сеткой) возможна регистрация светового сигнала, который возникает при движении электронов между сеткой и анодом. Световой сигнал имеет малую длительность (порядка 10^{-7} с). Такой детектор имеет (как уже упоминалось) хорошее энергетическое разрешение.

Одновременная регистрация электрического и светового импульса позволяет не только улучшить характеристики детектора, но также и исследовать процессы, происходящие в объеме детектора. Так, например, исследование процесса разряда в счетчике Гейгера — Мюллера с помощью ФЭУ (рис. 8.9,*в*) показало, что после того, как положительные ионы доходят до катода, возникает вспышка электролюминесценции (рис. 8.9,*б*), которая быстро за-

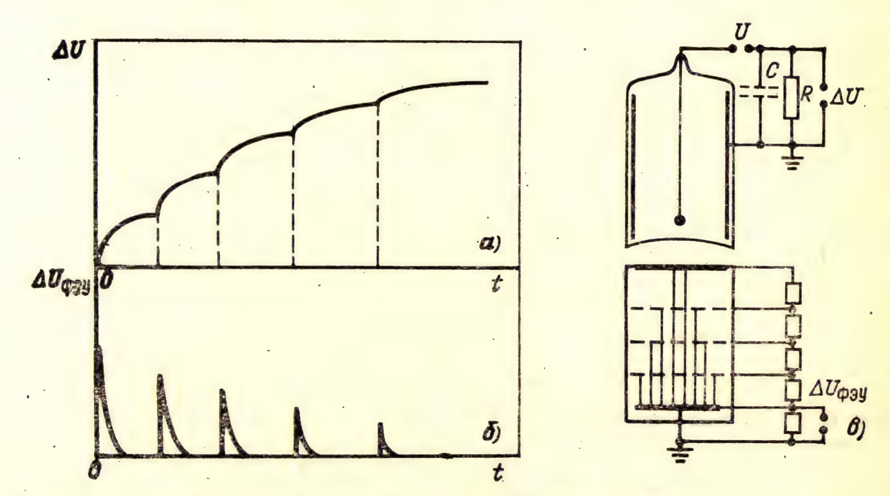


Рис. 8.9. Форма импульса на выходе счетчика Гейгера — Мюллера:
а — импульс тока; *б* — импульс электролюминесценции; *в* — схема регистрации электролюминесценции

тухает. Затем образовавшиеся в разряде положительные ионы перемещаются к катоду, что сопровождается изменением потенциала нити (рис. 8.9,*а*). Процесс многократно повторяется до тех пор, пока разность потенциалов между электродами не уменьшится до значения, при котором электронно-фотонные лавины затухают (рис. 8.9,*б*).

В заключение на рис. 8.10 показаны все режимы работы газонаполненного детектора с цилиндрической геометрией. В области от нуля до ИК (рис. 8.10,*а*) амплитуда импульса растет в результате уменьшения роли рекомбинации и диффузии. В области ИК

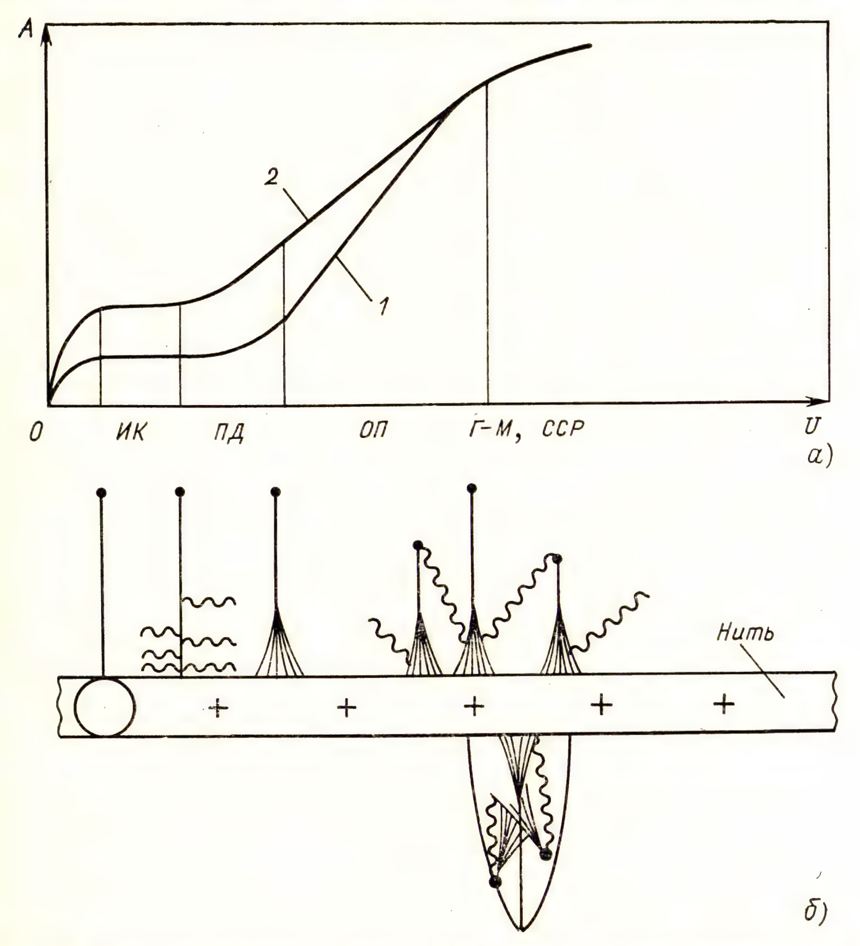


Рис. 8.10. Основные механизмы разряда в газонаполненном цилиндрическом детекторе:

а — зависимость амплитуды импульса от напряжения между электродами; ИК — область работы ионизационной камеры; ПД — область работы пропорционального детектора; ОП — область ограниченной пропорциональности; Г — М — область работы счетчика Гейгера — Мюллера и детектора с самогасящимся стримерным разрядом; *б* — схема развития электронно-фотонных лавин вблизи положительно заряженной нити в соответствующих областях напряжения. Ниже нити схематически показан самогасящийся стримерный заряд

детектор работает как ионизационная камера. В области ПД — как пропорциональный детектор. Далее пропорциональность нарушается в основном из-за влияния объемного заряда, образующегося вблизи нити. При дальнейшем увеличении напряжения амплитуда импульса перестает зависеть от первичной ионизации.

На рис. 8.10,*б* схематически показаны электронно-фотонные лавины, соответствующие основным механизмам разряда в проволочных детекторах.

8.6. Применение газонаполненных детекторов

8.6.1. Спектрометрия излучений

Небольшая плотность рабочего вещества ограничивает область применения всех газонаполненных детекторов областью спектрометрии низких энергий.

Ионизационные камеры применяют в основном для спектрометрии короткопробежных частиц (α-частиц, осколков деления ядра). Источник частиц обычно помещают в объем камеры. Если это невозможно, объем камеры отделяют от источника излучения тонким входным окном. Это в свою очередь ограничивает применение детектора для измерения частиц малых энергий.

Обычно для спектрометрии применяют трехэлектродные камеры (камера с сеткой). Такие камеры работают на электронном импульсе и имеют хорошее временно́е разрешение. Энергетическое разрешение составляет доли процента. Преимущество газовых детекторов по сравнению с полупроводниковыми обусловлено отсутствием дефектов, возникающих под действием радиации в твердых телах. Существенно меньше также влияние плазменных эффектов, что особенно важно при регистрации осколков деления ядра.

Для спектрометрии β-излучения рентгеновского и γ-излучения малых энергий применяют пропорциональные детекторы с газовым усилением (ударная ионизация) или световым усилением (электролюминесценция). Обычно источник излучения находится вне детектора, поэтому проблема, связанная с потерей энергии частицей во входном окне, является существенной.

Газонаполненные детекторы очень широко применяют для регистрации и для спектрометрии нейтронов.

Особенно широкое распространение получили детекторы нейтронов, заполненные газами или смесями газов, в которых при взаимодействии с нейтроном происходят ядерные реакции, сопровождающиеся вылетом заряженных частиц, которые и регистрируются в объеме детектора.

Детекторы со световым усилением имеют лучшее энергетическое разрешение, чем детекторы с усилением за счет ударной ионизации. Это обусловлено тем, что коэффициент усиления в процессе электролюминесценции не связан с размножением числа носителей заряда и испытывает меньшие флуктуации, чем коэффициент газового усиления в обычном пропорциональном детекторе.

8.6.2. Определение координат частицы

Очень широкое применение пропорциональные детекторы получили как основной элемент многопроволочных пропорциональных камер и дрейфовых камер. В многопроволочной пропорциональной камере координата частицы определяется по номеру нити, вблизи которой прошла заряженная частица и вызвала образование электронно-фотонной лавины. Другой метод определения координаты заключается в измерении времени дрейфа электронов от места их образования регистрируемой частицей до соответствующего детектора, координата которого известна. В качестве детекторов применяют тонкие проволоки, вблизи которых происходит газовое усилие, нитяные детекторы со световым усилением, а также детекторы с плоской геометрией.

Для многонитяных пропорциональных камер, и особенно для дрейфовых камер, существенным является временно́е разрешение отдельного пропорционального детектора. Для многонитяной камеры это разрешение определяет число регистрируемых в единицу времени частиц. В дрейфовой камере точность определения момента прохождения частицы через камеру и момента регистрации диффундирующего облака электронов в конце дрейфового промежутка определяет точность измерения координаты частицы. В отличие от первого случая во втором важно получить точную отметку начала отсчета (момент прохождения частицы через камеру) и точную отметку момента прихода облака электронов к детектирующему элементу.

Пропорциональный детектор позволяет получить такую отметку времени с точностью порядка 10^{-8} с. Разрешающее время проволочной камеры порядка 10^{-6} с.

В качестве многодетекторных систем могут применяться и детекторы, работающие в режиме счетчика Гейгера — Мюллера и в искровом режиме. Однако их временны́е характеристики (имеется в виду полная длительность импульса, которая определяет время восстановления детектора) значительно хуже временны́х характеристик пропорциональных детекторов. Это одна из причин, обусловливающих преимущественное применение пропорциональных детекторов и детекторов с самогасящимся стримерным разрядом в многопроволочных камерах. Вторая причина — возможность идентификации частиц в пропорциональной камере по распределению амплитуд импульсов.

8.6.3. Временные измерения

Плоскопараллельные искровые счетчики с малым зазором, а также лавинные счетчики имеют наилучшее временно́е разрешение из всех применяющихся для этой цели детекторов. С помощью таких счетчиков можно определять момент прохождения частицы с точностью, достигающей 10^{-11} с. Поэтому такие счетчики нашли

применение для отметчиков времени прохождения частицы через детектор.

В принципе любой газоразрядный детектор малых размеров, работающий на электронной компоненте импульса, может иметь временно́е разрешение порядка 10^{-9} с, если размеры детектора (в направлении развития лавин) достаточно малы. В частности, счетчики Гейгера — Мюллера, полная длительность электрического импульса в которых составляет 10^{-4} с, позволяют определять момент прохождения частицы через счетчик с точностью порядка 10^{-8} с.

8.6.4. Другие применения

Газоразрядные детекторы получили очень широкое применение в качестве приборов, измеряющих уровень радиации промышленных установок. Для контроля уровня радиации повсеместно используют счетчики Гейгера — Мюллера различной конструкции. Широко применяют пропорциональные детекторы для регистрации нейтронов.

8.7. Особенности полупроводниковых детекторов

Полупроводники и изоляторы широко применяют в качестве детекторов излучений. Кристаллы с шириной запрещенной зоны меньше 2,5 эВ обычно используют в качестве полупроводниковых детекторов, а кристаллы с шириной запрещенной зоны больше 4 эВ можно использовать также в качестве сцинтилляционных и люминесцентных детекторов. Если на выходе детектора возникает сигнал в результате изменения проводимости, то независимо от ширины запрещенной зоны будем называть такой детектор полупроводниковым. Полупроводниковые детекторы (ППД) можно подразделить на два больших класса — однородные и неоднородные.

Однородный детектор представляет собой кристалл с одинаковым по всему объему типом проводимости (электронной или дырочной). Кристаллы с большой шириной запрещенной зоны (алмаз, CdS и др.) можно использовать при комнатной температуре. Однородные полупроводники с малой шириной запрещенной зоны обладают при комнатной температуре большой темновой проводимостью. Если такой кристалл поместить между металлическими электродами и включить в электрическую цепь, то через него в соответствии с его омическим сопротивлением будет протекать электрический ток. Такое устройство нельзя использовать вместо ионизационной камеры для регистрации излучений ионизирующих частиц. Для уменьшения этого тока можно охладить полупроводник до достаточно низкой температуры. Однако для этого необходимы очень чистые полупроводники. В противном случае при низких температурах будет происходить захват носителей заряда на мелких ловушках. Это приведет к уменьшению числа свободных носи-

телей заряда, а следовательно, и к уменьшению амплитуды импульса. Кроме того, при низкой температуре мелкие ловушки могут играть роль центров рекомбинации. Это также может привести к уменьшению числа свободных носителей заряда.

Другой путь заключается в создании неоднородных полупроводников, в которых в месте перехода от одного типа проводимости к другому возникает потенциальный барьер, ограничивающий темновой ток.

Неоднородный ППД представляет собой полупроводник, в котором имеются области с различным типом проводимости — электронным (n) и дырочным (p). На границе этих областей возникает потенциальный барьер, препятствующий свободному прохождению носителей заряда через полупроводник. Неоднородные детекторы различаются по структуре ($p — n$, $p — i — n$); по способу изготовления (поверхностно-барьерные, диффузионные, детекторы с ионным легированием, диффузионно-дрейфовые, сплавные); по принципу работы (детекторы без усиления, с пропорциональным усилением, с лавинным усилением).

8.8. Однородные полупроводниковые детекторы

Однородный полупроводниковый детектор можно рассматривать как ионизационную камеру, в которой в качестве рабочего вещества применен не газ, а полупроводник. Так же как и в газовой камере, регистрация излучений происходит в результате дрейфа образовавшихся свободных носителей заряда. В отличие от ионизационной камеры, где захват электрона приводит к образованию подвижного иона, здесь возможен захват носителей заряда в объеме детектора на неподвижные центры, что приводит к новым по сравнению с газовыми детекторами явлениям. Кроме того, в полупроводниковом детекторе заряды могут выходить из электродов и входить в них. Поэтому большое значение имеют контактные явления.

После прохождения через детектор заряженной частицы в его рабочем объеме образуется некоторое число избыточных носителей заряда — электронов и дырок. Распределение их по энергии зависит от вида частицы, от ее энергии, от типа полупроводника, однако можно считать, что энергия возникающих неравновесных электронов и дырок не превышает ширины запрещенной зоны.

За короткое время (10^{-11} с) эти электроны и дырки в результате тепловых соударений снижают кинетическую энергию до тепловой (термализуются). Время жизни носителей много больше этого значения, поэтому можно считать, что основное время они термализованы, и генерация неравновесных носителей приводит к изменению концентрации свободных носителей заряда.

Зная величину средней энергии $\omega_и$, идущей на образование пары носителей заряда, можно по числу образовавшихся пар (определяемому экспериментально) найти поглощенную в детекторе энергию $E_п$.

8.9. Равновесные носители в собственном полупроводнике

Полупроводник, в котором отсутствует примесь, называют собственным полупроводником. Число свободных электронов в собственном полупроводнике всегда равно числу дырок.

Концентрация свободных электронов или дырок определяется числом состояний с энергией $\mathscr{E}$ в соответствующей зоне и вероятностью их заполнения f. Вероятность заполнения состояния с энергией $\mathscr{E}$ электроном определяется функцией Ферми — Дирака:

$$f_e = f(\mathscr{E}, T) = \frac{1}{\exp[(\mathscr{E} - E_0)/kT] + 1}, \qquad (8.57)$$

где E_0 — энергия, соответствующая уровню Ферми (рис. 8.11).

Вероятность того, что состояние свободно, т. е. занято дыркой, равна $1-f$.

При значении $\mathscr{E}=E_0$ вероятность заселения уровня равна $1/2$. Это уровень Ферми. Если уровень Ферми расположен достаточно далеко от краев запрещенной зоны, т. е. $\mathscr{E}-E_0 \gg kT$, то можно пренебречь 1 в формуле (8.57), и тогда функция распределения принимает вид: $f_e \approx \exp[\mathscr{E}_n - E_0)/kT]$.

Чтобы получить число электронов в зоне проводимости, следует умножить функцию Ферми — Дирака на функцию плотности состояний. Энергию $\mathscr{E}$ будем отсчитывать от потолка валентной зоны (рис. 8.11). Тогда число состояний в интервале между $\mathscr{E}$ и $\mathscr{E}+d\mathscr{E}$ на единицу объема равно $g_c\mathscr{E}d\mathscr{E}$, а число электронов в зоне проводимости на единицу объема (т. е. их концентрация n) равно

$$N_e = n = \int_{\mathscr{E}_g}^{\infty} g_c(\mathscr{E})\, d\mathscr{E} f_e(\mathscr{E}) = 2\left(\frac{2\pi m_e kT}{h^3}\right)^{3/2} \exp\left[-\frac{\mathscr{E}_n - E_0}{kT}\right] =$$

$$= N_e \exp\left[-\frac{\mathscr{E}_n - E_0}{kT}\right], \qquad (8.58)$$

где m_e — эффективная масса электрона в зоне проводимости.

Напомним, что эффективная масса электрона в полупроводнике может быть как больше, так и меньше массы свободного электрона. Это объясняется взаимодействием электрона с кристаллической решеткой.

Функция распределения для дырок f_h связана с функцией распределения для электронов f_e соотношением

$$f_h = 1 - f_e,$$

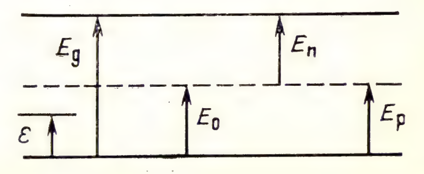


Рис. 8.11. Зонная схема полупроводника:

E_g — ширина запрещенной зоны; E_0 — уровень Ферми; E_p — расстояние от потолка валентной зоны до уровня Ферми; E_n — расстояние от уровня Ферми до дна зоны проводимости

поскольку каждой дырке соответствует какой-то создавший эту дырку электрон. В случае, когда $E_0 - \mathscr{E} \gg kT$, получим

$$f_h \approx \exp\left[-(E_0 - \mathscr{E}_p) kT\right].$$

Если предположить, что дырки вблизи потолка валентной зоны ведут себя как свободные частицы с эффективной массой m_h, то для концентрации дырок в валентной зоне получим

$$N_h = p = \int_{-\infty}^{0} g_h(\mathscr{E}) f_h(\mathscr{E}) d\mathscr{E} = 2\left(\frac{2\pi m_h kT}{h^3}\right)^{3/2} \exp(-E_p/kT) =$$

$$= N_v \exp(-E_p/kT). \qquad (8.59)$$

Для собственного полупроводника всегда $N_e = N_h$, поскольку каждая дырка образуется в результате теплового возбуждения электрона из валентной зоны.

Из выражений для N_e и N_h видно, что если $m_h = m_e$, то $\exp - (\mathscr{E}_n - E_0)/kT = \exp(-E_p/kT)$, $-(\mathscr{E}_n - E_0) = -E_p = -E_n$ и $\mathscr{E} = E_0 = \frac{1}{2} E_g$, т. к. $E_p = E_n$.

Уровень Ферми в полупроводнике с собственной проводимостью должен лежать на равном расстоянии от краев зон — это следует из того, что переход электрона с верхнего уровня валентной зоны на нижний уровень зоны проводимости сопровождается возникновением дырки. Поэтому затрачиваемая на этот процесс энергия, равная E_g, делится на две равные части (если эффективные массы электрона и дырки равны). Энергия, соответствующая половине ширины запрещенной зоны, идет на рождение электрона, и точно такая же энергия идет на образование дырки.

Таким образом, при $m_h = m_e$ уровень Ферми в собственном полупроводнике лежит в середине запрещенной зоны. При этом условии суммарная концентрация носителей заряда, равная $n+p$, является минимальной, а следовательно, является минимальной и проводимость полупроводника.

Так как энергия отсчитывается от потока валентной зоны, то в соответствии с рис. 8.11 $E_0 - E_g = -E_n$; $-E_0 = -E_p$. Тогда выражения (8.58) и (8.59) для N_e и N_h примут вид

$$N_e = n = N_c \exp(-E_n/kT); \qquad (8.60)$$

$$N_h = p = N_v \exp(-E_p/kT), \qquad (8.61)$$

где E_n и E_p — энергетическое расстояние уровня Ферми от зоны проводимости и потолка валентной зоны соответственно.

Весьма важно, что произведение концентраций носителей заряда — величина, постоянная для данной температуры:

$$N_e N_h = pn = N_c N_v \exp(-E_g/kT). \qquad (8.62)$$

Это выражение следует из (8.60) и (8.61). Оно справедливо и для примесных полупроводников.

8.10. Примесные полупроводники

В реальном кристалле всегда существуют примеси. Атомы примеси могут отдавать электроны в зону проводимости (доноры) или захватывать электроны из валентной зоны (акцепторы). Донорный примесный атом, отдавая электрон в зону проводимости, ионизуется (в запрещенной зоне остается заряженный положительно донорный узел).

Акцептор, захватывая электрон из валентной зоны, заряжается отрицательно. При этом в валентной зоне возникает свободная дырка. Суммарный заряд всех заряженных частиц должен быть равен нулю: $n-p=N^{+}_{д}-N^{-}_{а}$, где $N_д$ и $N_а$ — концентрация ионизованных донорных и акцепторных примесей; n и p — концентрация электронов и дырок.

Введение донорных примесей увеличивает число электронов в зоне проводимости, что приводит к смещению уровня Ферми вверх. Введение акцепторных уровней увеличивает число дырок в валентной зоне, в результате чего уровень Ферми смещается вниз.

Как уже упоминалось, в кристалле без примесей при $m_e=m_h$ уровень Ферми находится посередине запрещенной зоны, $E_n=E_p$ и $n+p$ имеет минимальное значение. Введение примесей, приводящих к отклонению от этого условия, увеличивает суммарную концентрацию носителей заряда (за счет увеличения n и уменьшения p или наоборот). Если $n>p$, то это полупроводник n-типа, если $n<p$, то p-типа.

Примесные полупроводники, в которых концентрации примесей подобраны так, что уровень Ферми расположен посередине запрещенной зоны, называют скомпенсированными. Суммарная концентрация носителей в таких полупроводниках минимальна и равна концентрации носителей в полупроводнике без примесей. Ее значение зависит от ширины запрещенной зоны E_g.

В качестве однородных детекторов можно применять только полупроводники с достаточно большой шириной запрещенной зоны так, чтобы число образующихся неравновесных носителей было существенно больше числа равновесных (тепловых) носителей. Однако в полупроводниковых детекторах с увеличением ширины запрещенной зоны ухудшается энергетическое разрешение (из-за увеличения величины $\omega_и$).

Для создания детекторов на основе полупроводников с малой шириной запрещенной зоны используют неоднородные полупроводники (или полупроводники с переходами).

8.11. Детекторы с p—n-переходами

8.11.1. p—n-Переход

Переходы образуются на границе раздела полупроводника с электронной (n-областью) и дырочной (p-областью) проводимостью.

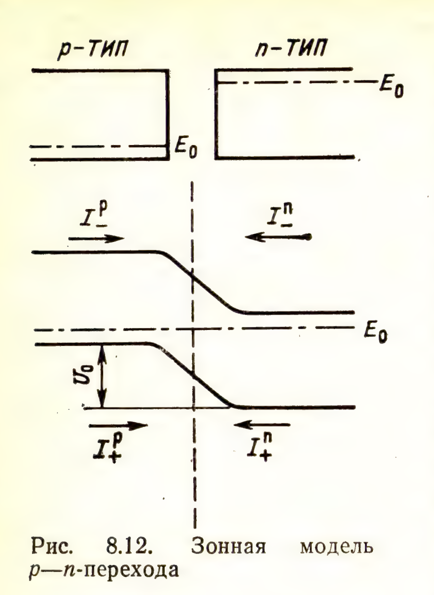


Рис. 8.12. Зонная модель p—n-перехода

Через границу раздела электроны из n-области (где их концентрация выше) будут диффундировать в p-область, а дырки из p-области в n-область. Этот процесс диффузии приводит к возникновению объемного заряда. Объемный заряд возникает потому, что, уходя из n-области, электроны оставляют положительно заряженные донорные уровни. В свою очередь дырки, перемещаясь из p-области, оставляют в ней отрицательно заряженные акцепторные уровни. Поле объемного заряда препятствует диффузии носителей заряда. В условиях динамического равновесия суммарный ток диффузии должен быть равен нулю.

Зонная модель p—n-перехода показана на рис. 8.12.

Из рис. 8.12 видно, что дырки, перемещающиеся из p-области в n-область, должны преодолеть потенциальный барьер, равный U_0. Число дырок, перемещающихся из n-области в p-область в единицу времени (т. е. ток дырок I), пропорционально концентрации дырок p_n. Число дырок, перемещающихся из p-области в n-область, будет пропорционально $p_p \exp(-qU_0/kT)$, где q — элементарный заряд.

В условиях равновесия число дырок, перемещающихся из n-области, равно числу дырок, перемещающихся из p-области, т. е.

$$p_n = p_p \exp(-qU_0/kT) \sim I_0, \tag{8.63}$$

где I_0 — ток, обусловленный движением дырок.

Если приложить внешнюю разность потенциалов в прямом направлении, т. е. уменьшить напряжение на n-области перехода на величину ΔU, то ток дырок увеличится и станет равен величине I_1:

$$I_1 \sim p_p \exp\left\{-q\frac{(U_0 - \Delta U)}{kT}\right\}. \tag{8.64}$$

Из (8.63) и (8.64) следует, что

$$I_1 = I_0 \exp(q\Delta U/kT). \tag{8.65}$$

Ток дырок из p-области при приложении внешнего напряжения ΔU растет по экспоненте. Ток дырок из n-области практически не изменяется (так как для них барьер отсутствует). В итоге ток дырок I, текущий через переход, определяемый как разность токов в обе стороны, равен

$$I = I_0\left(\exp\frac{q\Delta U}{kT} - 1\right). \tag{8.66}$$

Если $\Delta U=0$, то и I в (8.66) равен нулю. Если ΔU положительно, то ток резко растет с увеличением ΔU, если ΔU отрицательно (на $p-n$-переход подается так называемое обратное смещение), знак тока меняется, но обратный ток никогда не превышает I_0 — величины, которая ограничена концентрацией неосновных носителей (дырок) в n-области перехода.

Проведя точно такой же анализ для тока электронов, получим выражение, аналогичное (8.66). Поскольку полный ток является суммой дырочного и электронного, то выражение (8.66) применительно и к полному току, только в этом случае I_0 есть максимальный ток, обусловленный неосновными носителями обоих знаков.

Значение тока I_0 зависит от толщины d переходной области (толщины $p-n$-перехода). Если d много меньше длины свободного пробега λ, то электрон проходит через переходную область, практически не испытав ни одного соударения (как через вакуумный промежуток в диоде). Если $d>\lambda$, то механизм прохождения тока через переходную область — диффузионный. В обоих случаях зависимость тока от внешнего напряжения выражается формулой

$$I=I_0\left(\exp\frac{q\Delta U}{kT}-1\right). \tag{8.67}$$

Однако ток I_0 для $d>\lambda$ много меньше, чем для $d<\lambda$. Это обусловлено тем, что скорость дрейфа существенно меньше тепловой скорости.

Для $d>\lambda$ темновой ток обусловлен диффузией неосновных носителей

$$I_0=eS\left(\frac{n_p}{\tau_n}L_n+\frac{p_n}{\tau_p}L_p\right), \tag{8.68}$$

где p_n и n_p — концентрация неосновных носителей; L_n и L_p — их диффузионные длины в электронной и дырочных областях соответственно; S — площадь $p-n$-перехода; τ_n и τ_p — время жизни электронов и дырок. (Напомним, что диффузионная длина — это расстояние, на котором избыточная концентрация носителей заряда уменьшается в e раз.)

Диффузионная длина L связана с коэффициентом диффузии соотношением

$$L^2=D\tau.$$

Поэтому выражение для темнового тока, создаваемого неосновными носителями, можно записать в виде

$$I_0=eS\left(\frac{p_nD_p}{L_p}+\frac{n_pD_n}{L_n}\right), \tag{8.69}$$

где L_p и D_p — диффузионная длина и коэффициент диффузии дырок в n-области; L_n и D_n — соответствующие величины для электронов в p-области.

Обратим внимание на то, что когда к $p-n$-переходу прикладывается внешнее напряжение смещения с положительной полярностью со стороны n-типа (обратное смещение), то свободные заряды перемещаются в направлении от перехода.

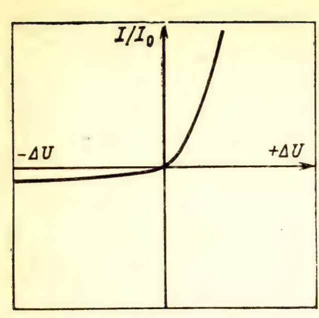


Рис. 8.13. Вольт-амперная характеристика p—n-перехода

Темновой ток в этом случае обусловлен неосновными носителями заряда (электронами и дырками). Концентрация неосновных носителей может быть на несколько порядков меньше концентрации собственных носителей. Поэтому, если в однородном полупроводнике ток, обусловленный тепловой генерацией носителей заряда, пропорционален концентрации равновесных носителей заряда n_i, то в p—n-переходе темновой ток пропорционален концентрации неосновных носителей заряда. Последняя может на несколько порядков быть меньше концентрации основных носителей.

Поэтому ток, генерируемый теплом в области p—n-перехода, оказывается на несколько порядков меньше тока, генерируемого теплом в том же объеме собственного полупроводника.

На рис. 8.13 приведена зависимость тока через переход от приложенного к нему напряжения. Видно, что при обратном смещении ток мало меняется с напряжением и этот участок аналогичен вольт-амперной характеристике ионизационной камеры.

Если через p—n-переход пройдет ионизирующая частица и образует N пар носителей заряда, то ток возрастет на величину, пропорциональную числу пар N. Это возрастание тока — токовый импульс — дает информацию о поглощенной в детекторе энергии регистрируемой частицы.

8.11.2. Ширина p—n-перехода

Ширина p—n-перехода определяет собой рабочий объем детектора, а также его емкость и тепловые шумы.

Для образования p—n-перехода необходимо, чтобы концентрация доноров $N_д$ и концентрация акцепторов $N_а$ была бы много больше, чем концентрация собственных носителей $2n_i$ (напомним, что произведение $np=n^2_i$ есть величина постоянная, и минимальное значение суммы $n+p=n+n^2_i/n$ равно $2n_i$ при $n=n_i$). При этом условии вкладом носителей заряда в величину пространственного заряда на переходе можно пренебречь. Тогда, решая уравнение Пуассона для области p-типа и для области n-типа, получаем для области p-типа

$$U=\frac{4\pi e N_а}{\varepsilon}(x^2-2xx_p)+U_0,$$

где ε — диэлектрическая проницаемость полупроводника; U_0 — потенциал на p—n-переходе, т. е. при $x=0$ это так называемый диффузионный потенциал или потенциальный барьер; x_p — граница обедненного слоя, на которой выполняется условие $N_а+$

$+n-p=0$ (принимается, что обедненный слой имеет резкие границы).

Если $x=x_p$ и $U-U_0=U_p$ (U_p — разность потенциалов на границах области p-типа), то

$$x_p^2=\frac{U_p\varepsilon}{2\pi N_\text{а} e}. \tag{8.70}$$

Аналогично определяется глубина, на которую обедненный слой входит в область n-типа:

$$x_n^2=\frac{V_n\varepsilon}{2\pi N_\text{д} e}. \tag{8.71}$$

Неравновесный заряд, образовавшийся в области n-типа, равен по величине и обратен по знаку заряду, возникшему в области p-типа. Поэтому

$$x_p N_\text{а}=x_n N_\text{д}. \tag{8.72}$$

Расстояния, на которые обедненный слой входит в обе области (p и n), обратно пропорциональны отношению концентраций ионизованных примесей в этих областях или прямо пропорциональны отношению удельных сопротивлений, которые измеряются в p- и n-областях на некотором удалении от $p-n$-перехода. Обычно концентрации ионизованных примесей по обе стороны от $p-n$-перехода сильно различаются, что обусловлено способом изготовления детекторов. В таком случае обедненный слой почти полностью лежит в полупроводнике с высоким удельным сопротивлением. Если это материал с дырочной проводимостью, то ширина обедненного слоя приближенно равна

$$x^2=\frac{\varepsilon}{2\pi e}\frac{U}{N_\text{а}}. \tag{8.73}$$

Если все акцепторы ионизованы, то удельное сопротивление полупроводника равно

$$\rho=\frac{1}{N_\text{а} e\mu_p}.$$

Следовательно,

$$x=\left(\frac{\varepsilon\mu_p}{2\pi}\rho U\right)^{1/2}. \tag{8.74}$$

Аналогично для полупроводника n-типа

$$x=\left(\frac{\varepsilon\mu_n}{2\pi}\rho U\right)^{1/2}. \tag{8.75}$$

Отсюда для кремния p-типа

$$x\approx 3{,}2\cdot 10^{-5}\ (\rho U)^{1/2}\ \text{см}$$

и для кремния n-типа

$$x\approx 5{,}3\cdot 10^{-5}\ (\rho U)^{1/2}\ \text{см},$$

где сопротивление ρ выражено в омах, а напряжение U в вольтах.

Емкость перехода, к которому приложено обратное смещение, равна для полупроводника p-типа

$$C = \mathrm{A}\left(\frac{\varepsilon}{8\pi\mu_p\rho U}\right)^{1/2}.$$

Для кремния p-типа при $\rho \approx 10^4$ Ом·см; $U \approx 100$ В; $x=333$ мкм и $C=30$ пФ/см^2.

В заключение заметим, что в общем случае ширина перехода x пропорциональна

$$\sqrt{U_0 + U_{\text{см}}},$$

где $U_{\text{см}}$ — напряжение смещения; U_0 — диффузионный потенциал:

$$U_0 = \frac{kT}{e}\left(\ln\frac{N_{\text{д}}}{n_i} + \ln\frac{N_{\text{а}}}{n_i}\right). \qquad (8.76)$$

Существенно, что диффузионный потенциал растет с увеличением температуры.

При комнатной температуре ($T=300$ К) диффузионный потенциал равен

$$U_0 = 59{,}6\ \text{мВ}\left[\lg\left(\frac{N_{\text{д}}}{n_i}\right) + \ln\left(\frac{N_{\text{а}}}{n_i}\right)\right].$$

Так, в образце германия $n=2{,}4\cdot10^{13}$ см$^{-3}$; $N_{\text{д}}=2{,}4\cdot10^{16}$ см$^{-3}$ и $N_{\text{а}}=2{,}4\cdot10^{14}$ см$^{-3}$ значение U_0 составляет 0,24 В.

8.11.3. Фотовольтаический эффект

Фотовольтаический эффект широко применяется для получения энергии в солнечных батареях, его можно использовать для измерения потоков излучения.

Рассмотрим работу p—n-перехода в режиме короткого замыкания, когда внешний источник напряжения отсутствует. Включим в цепь детектора прибор с малым сопротивлением, преобразующий ток в работу. Под действием излучения в объеме p—n-перехода генерируются электроны и дырки. Внутреннее поле p—n-перехода будет совершать работу по их перемещению, в результате чего во внешней цепи пойдет ток. Будем считать, что энергия излучения тратится в основном только на образование носителей заряда (т. е. пренебрегаем энергией излучения, затраченной на передачу носителям заряда кинетической энергии, идущей в итоге на нагревание полупроводника).

Чтобы такое устройство могло работать без изменений своих характеристик, необходим подвод энергии извне. Если предотвратить обмен энергии с окружающей средой (например, поместив все устройство в вакуум), то p—n-переход будет охлаждаться. Это приведет к уменьшению разности потенциалов на границах перехода.

Таким образом, работа, совершаемая электрическим полем при перемещении носителей заряда, образованных излучением, совершается (в обычных условиях применения детектора) за счет тепловой энергии окружающей среды.

8.12. *p—i—n*-Структура

Замечательные свойства *p—n*-перехода позволяют использовать аналогичные структуры в качестве контакта между металлом и полупроводником для предотвращения инжекции носителей заряда в полупроводник.

Такие переходы (часто называемые *p—i—n*-переходами) образуются между двумя частями полупроводника с одинаковым типом проводимости, но с сильно различающимися концентрациями доноров или акцепторов. Если одна часть легирована сильнее, чем другая, то такой переход называется либо n^+—*n*-переходом, либо p^+—*p*-переходом.

Отличие n^+—*n*-перехода (или p^+—*p*-) от *p—n*-перехода состоит в том, что у n^+—*n*-перехода отсутствует область с высоким сопротивлением, а концентрация основных носителей заряда плавно меняется по длине. Следовательно, при наложении внешнего напряжения падение потенциала происходит не только в узкой области (как это происходит в *p—n*-переходе), но практически по всему объему.

Если основной материал имеет дырочную проводимость, то картина аналогична. Электрическое поле практически во всем объеме имеет постоянное значение (как в плоской ионизационной камере).

Для получения детекторов больших размеров необходимо, чтобы основной объем полупроводника имел возможно меньшую проводимость. Для получения проводимости, близкой к собственной, существует несколько методов, наилучший — получение чистых кристаллов с минимальным количеством примесей.

8.13. Плазменные эффекты

При регистрации α-частиц, протонов, осколков деления и других сильноионизирующих частиц в треке частицы образуется плазма. Это приводит к затягиванию процесса разделения зарядов электрическим полем. В результате увеличивается время нарастания электрического импульса во внешней цепи детектора.

Существующие в рабочей зоне поля напряженностью 10^3 В/см способны разделить электроны и дырки при плотности $n \approx 10^{10}$ см$^{-3}$. В треке протона с энергией 1,5 МэВ плотность порядка 10^{14} см$^{-3}$, а в треке α-частицы $n = 10^{16}$ см$^{-3}$, в треках осколков деления порядка 10^{18} см$^{-3}$. Предположение о плазменном эффекте было привлечено для объяснения затягивания импульса тока до 10 нс против ожидаемых 2 нс.

Средний квадратический радиус цилиндрического модельного трека равен

$$r^2 = 4Dt + \text{const}.$$

Если исходный радиус трека порядка 10^{-9} м, то он расширяется примерно до 10^{-8} м за время 10^{-9} с, а после $3 \cdot 10^{-6}$ с до $1{,}5 \cdot 10^{-4}$ м. В этом случае плотность электронов и дырок в треке α-частицы упадет до того же значения, что и плотность доноров в исходном материале.

Однако экспериментальные исследования показали, что время полного собирания носителей на два-три порядка меньше, чем время, рассчитанное в предположении, что происходит амбиполярная диффузия. Было показано, что основную роль играет не диффузия, а поляризационные эффекты.

8.14. Эффекты каналирования

Энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов при регистрации тяжелых ионов составляет несколько процентов, что в ряде случаев недостаточно для разрешения, например, масс осколков деления ядра. (Для определения массы осколка с точностью до одной атомной единицы требуется относительное энергетическое разрешение меньше 1 %).

Существенное улучшение энергетического разрешения может быть получено при регистрации тяжелых ионов в режиме каналирования. Для реализации этого режима необходимо облучать определенным образом ориентированный детектор пучком исследуемых ионов с малой (0,1°) угловой расходимостью. Детектор должен быть ориентирован так, чтобы одно из кристаллографических направлений кристалла (например, ⟨110⟩ в кремнии) было параллельно оси пучка. При этом частицы испытывают скользящие столкновения с рядами атомов и движутся как бы внутри каналов.

Электронная плотность в каналах меньше, чем средняя плотность в кристалле. Поэтому длина пробега частиц существенно возрастает (за счет уменьшения ионизационных потерь).

Для тяжелых частиц длина волны де-Бройля частицы мала по сравнению с постоянной кристаллической решетки, поэтому каналирование может быть описано законами классической механики.

8.15. Ударная ионизация в полупроводниках

Ударная ионизация в полупроводниках может быть описана так же, как соответствующее явление в газах. В полупроводниках ионы практически неподвижны, поэтому интерпретация экспериментальных результатов в полупроводниках по сравнению с аналогичными явлениями в газах облегчается. Существенно отметить, что в области предпробойных полей с увеличением напря-

женности электрического поля подвижность проходит через максимум. В слабых полях подвижность определяется рассеянием на неподвижных примесях. С увеличением напряженности электрического поля энергия электронов растет и их подвижность увеличивается до тех пор, пока не начинает преобладать рассеяние на колебаниях решетки. В результате рассеяния на колебаниях решетки подвижность падает. Рассеяние на колебаниях решетки в противоположность рассеянию на ионизованных примесях неупруго. Скорость возрастания концентрации электронов становится меньше.

Уменьшение подвижности электронов в условиях постоянства концентрации электронов приводит к уменьшению электропроводности.

В полупроводниках увеличение числа носителей заряда возможно не только вследствие ионизации основного вещества с образованием электрона и дырки, но также и в результате ионизации примеси. Для ионизации примеси требуется существенно меньшая энергия. Например, в германии *n*-типа энергия, необходимая для ионизации неглубоких примесных уровней, составляет всего 10^{-2} эВ при электрическом поле напряженностью несколько вольт на сантиметр.

Эффект ударной ионизации примесей может быть использован для увеличения чувствительности детектора. В отличие от ударной ионизации основного вещества ионизация примеси прекращается в результате полной ионизации примесных уровней.

8.15.1. Лавинный пробой в *n*—*p*-переходе

В обедненном слое *n*—*p*-перехода с увеличением напряжения в обратном направлении достигается напряженность электрического поля до 10^6 В/см при пренебрежимо малом нагреве за счет джоулева тепла. В этих условиях ударная ионизация через запрещенную зону происходит даже в полупроводниках с широкой запрещенной зоной.

8.16. Применение детекторов

8.16.1. Спектрометрия излучений

Необходимым условием для применения детекторов для измерения энергии частицы является условие, чтобы пробег частицы полностью укладывался в объеме детектора. Полупроводниковые детекторы имеют сравнительно небольшие размеры. Поэтому область применения ограничена средними и низкими энергиями. Особенно существенное преимущество полупроводниковые детекторы имеют при регистрации рентгеновского и γ-излучения.

Для измерения короткопробежных частиц (α-частиц, осколков деления ядра, тяжелых ионов) применяют детекторы с *p*—*n*-переходами. Для спектрометрии рентгеновского и γ-излучения при-

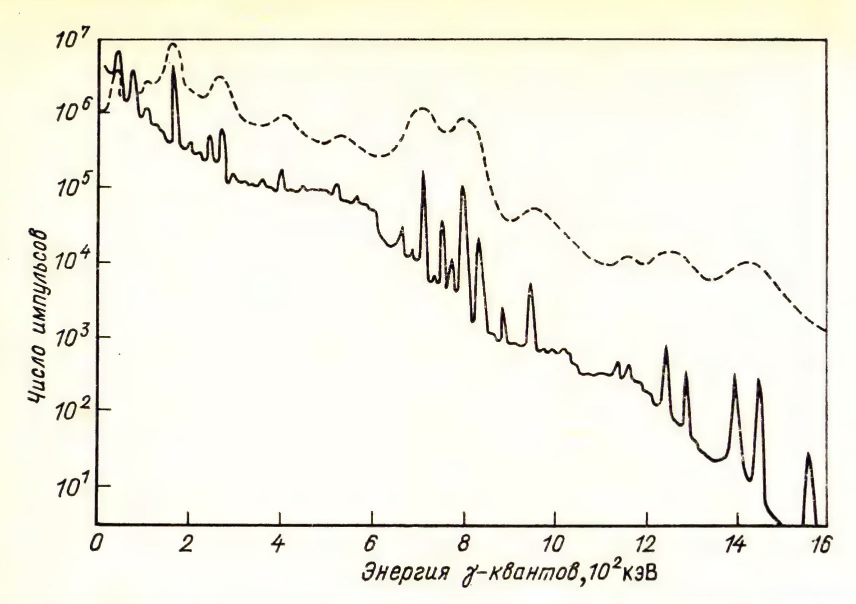


Рис. 8.14. Спектры γ-излучения, измеренные с помощью германиево-литиевого полупроводникового детектора (———) и сцинтилляционного детектора с кристаллом CsI (Na) (— — — —)

меняют детекторы с *p—i—n*-структурой, имеющей значительно больший рабочий объем.

Успех применения полупроводниковых детекторов в спектрометрии рентгеновского и γ-излучения обусловлен рядом причин. Прежде всего энергия, идущая на образование пары носителей заряда, существенно меньше, чем в газовом детекторе (3 эВ). Кроме того, фактор Фано в полупроводниковых детекторах составляет менее 0,1. Поэтому энергетическое разрешение полупроводниковых детекторов в области средних энергий (порядка сотен килоэлектрон-вольт) превосходит энергетическое разрешение других детекторов (рис. 8.14). По эффективности регистрации рентгеновского и γ-излучения они превосходят газовые на несколько порядков (при одном и том же рабочем объеме).

8.16.2. Временны́е измерения

Временно́е разрешение полупроводникового детектора определяется скоростью дрейфа носителей заряда и размерами детектора. В отличие от газовых детекторов здесь подвижности носителей разного знака различаются всего в несколько раз. При низкой температуре подвижность носителей заряда составляет по порядку величины 10^7 см/с. Для детектора, имеющего рабочий объем 1 мм^3, разрешение составляет 10^{-8} с.

В схемах совпадений, когда возможна работа на фронте импульса, разрешение на порядок лучше.

При регистрации тяжелых ионов при большой плотности носителей заряда (10^{18} см$^{-3}$) разрешающее время затягивается из-за плазменных эффектов.

8.16.3. Измерение координат частиц

Обнаружение нестабильных очарованных частиц в середине 70-х годов привело к развитию новой области применения полупроводниковых детекторов, связанной с измерением времени жизни частиц. Для решения этой задачи требуется не только отделить событие от фона, но также определить точки рождения и распада частицы с пространственным разрешением, позволяющим измерить длину пути частицы до распада (т. е. ее время жизни). Для этого можно применять кремниевые детекторы с электродами в виде узких полос. Детектор работает как пропорциональная камера, обеспечивающая разрешение порядка 20—10 мкм. Для уменьшения влияния процессов захвата и рекомбинации носителей заряда необходимо использовать очень чистые кристаллы.

Очень небольшое число природных кристаллов удовлетворяет условиям малой ширины запрещенной зоны (меньше 10 эВ), малой величины $\omega_и$ (меньше 3 эВ), низкой плотности свободных носителей заряда при комнатной температуре (низкому шуму, связанному с флуктуациями темнового тока), высокой подвижности зарядов и их большому времени жизни (больше 0,1 мс), несущественного влияния процессов захвата и рекомбинации.

Из природных кристаллов этим требованиям лучше всего удовлетворяют кристаллы алмаза высокой чистоты, у которого E_g равно 6 эВ. Поэтому зона проводимости при комнатной температуре практически свободна от носителей заряда.

Глава 9

СЦИНТИЛЛЯЦИОННЫЙ МЕТОД

Сцинтилляционный метод основан на регистрации коротких вспышек света — сцинтилляций, возникающих в некоторых веществах после прохождения через них заряженных частиц. Сцинтилляции отличаются от других видов свечения (например, свечения Вавилова — Черенкова) тем, что они обусловлены электронными переходами внутри центра свечения; в зависимости от типа вещества центром свечения может служить атом, молекула, ион или более сложное образование. Конечная длительность свечения, определяемая в основном временем пребывания центра свечения в возбужденном состоянии, отличает сцинтилляции от излучения Вавилова — Черенкова, тормозного и переходного излучений. От индуцированного излучения лазера сцинтилляции от-

личаются тем, что являются спонтанным и некогерентным излучением.

Существенно отметить, что центр свечения, как правило, возбуждается не непосредственно быстрой заряженной частицей, а в результате переноса энергии к нему. Поэтому весьма важную роль в образовании сцинтилляции играет процесс переноса энергии от возбужденных атомов, ионов или молекул к центрам свечения. Понимание принципов работы сцинтилляционных детекторов, а следовательно, создание совершенных детекторов и расширение области применения существующих детекторов невозможно без детального исследования сцинтилляционного процесса и, в частности, без детального изучения процессов переноса энергии от основного вещества к центрам свечения.

Впервые сцинтилляции наблюдались визуально при облучении экрана из сернистого цинка α-частицами. (Для этого требуется длительная, порядка 30—40 мин, адаптация глаза к темноте). С помощью этого метода были проведены опыты по рассеянию α-частиц, которые привели к установлению ядерной модели атома.

9.1. Принцип работы сцинтилляционного детектора

Сцинтилляционный детектор состоит из сцинтиллятора — прибора, регистрирующего световые вспышки (фотоприемника); электронного устройства для получения и обработки данных об амплитуде сцинтилляционного импульса, его форме, спектре свечения. В ряде экспериментов между сцинтиллятором и фотоприемником необходимо помещать световод. Применение световодов существенно расширяет возможности детектора. Можно отнести фотоприемник на значительное расстояние от сцинтиллятора и тем самым удалить его от генераторов различного типа помех (радиационных, электромагнитных, тепловых, звуковых и т. д.). Особенно перспективно применение волоконных световодов. Однако, проходя через световод, световая вспышка (сцинтилляция) изменяет свои параметры: изменяется ее длительность, из-за поглощения света уменьшается число фотонов, изменяется и спектр. Вместе с тем в ряде случаев применение световодов позволяет увеличить светособирание. Возможно и уменьшение длительности световой вспышки после прохождения ее через световод.

Для регистрации излучений применяются различные типы сцинтилляторов. Краткий обзор их характеристик приведен в подразд. 9.2.

9.1.1. Регистрация фотонов ФЭУ

Наиболее широко в современном эксперименте применяется детектор, состоящий из сцинтиллятора и ФЭУ. Схема такого детектора приведена на рис. 9.1.

Напряжение, прикладываемое к электродам ФЭУ, как правило, снимается с омического делителя, питаемого от стабили-

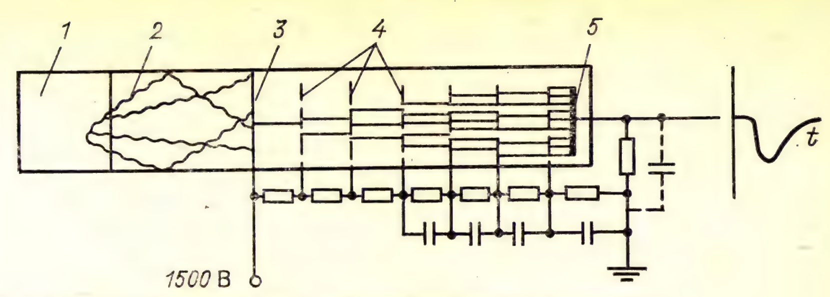


Рис. 9.1. Принципиальная схема сцинтилляционного детектора:
1 — сцинтиллятор; *2* — светопровод; *3* — фотокатод; *4* — диноды; *5* — анод

зированного источника высокого напряжения. Суммарное сопротивление делителя должно быть таким, чтобы протекающий через него ток был на порядок больше тока в вакууме между динодами. В противном случае падение напряжения в цепи тока динодов и тока анода на резисторах делителя будет нарушать нормальный режим работы ФЭУ.

Рассмотрим последовательно процессы, приводящие к образованию электрического импульса на входе ФЭУ. Быстрая заряженная частица, попадая в сцинтиллятор, теряет энергию $E_{п}$. Некоторая доля этой энергии $E_{ф}$ преобразуется в световую. Отношение

$$\frac{E_{ф}}{E_{п}} = \eta_{к} \qquad (9.1)$$

называется конверсионной эффективностью, или энергетическим выходом. Это одна из основных характеристик сцинтиллятора.

Значение $\eta_{к}$ в зависимости от типа сцинтиллятора изменяется от 0,01 до 0,3. Зная $\eta_{к}$ и $E_{п}$, можно определить число фотонов $N_{ф}$, испускаемых за время τ, которое также зависит от типа сцинтиллятора и составляет 10^{-5}—10^{-9} с. Если средняя энергия фотона равна $h\nu$, то

$$N_{ф} = \frac{E_{п}\eta_{к}}{h\nu}. \qquad (9.2)$$

Таким образом, энергия $\omega_{ф}$, идущая на образование одного фотона,

$$\omega_{ф} = \frac{E_{п}}{N_{ф}} = \frac{h\nu}{\eta_{к}}. \qquad (9.3)$$

Число фотонов, попадающих на катод ФЭУ, зависит от коэффициента светособирания η_{c}, значение которого составляет обычно 0,3—0,8. Таким образом, на катод ФЭУ за время τ попадает $N_{ф}\eta_{c}$ фотонов, распределенных во времени по определенному закону, зависящему от механизма высвечивания сцинтиллятора (и от геометрии светособирающих элементов).

На рис. 9.2,*а* по горизонтальной оси отложены моменты времени попадания фотонов на катод ФЭУ. При этом в результате

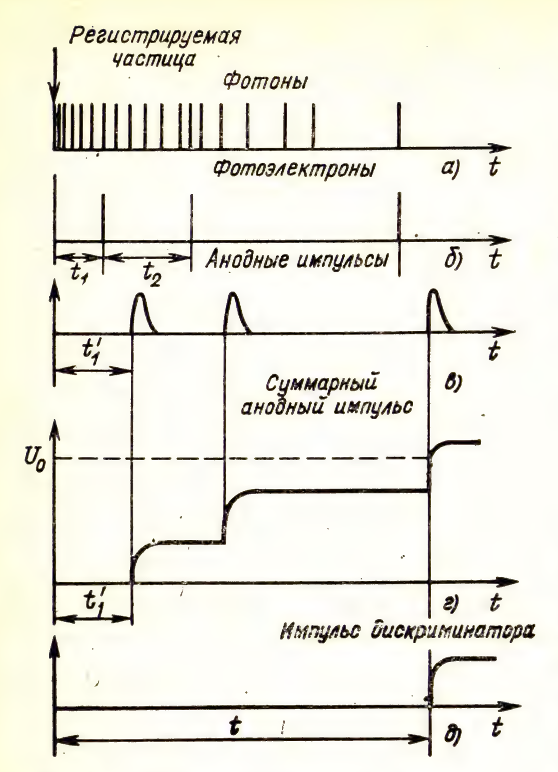


Рис. 9.2. Схема преобразования светового импульса в электрический

фотоэффекта с поверхности катода в объем выходят фотоэлектроны (рис. 9.2,*б*). Число фотоэлектронов $N_э$ зависит от величины γ, определяемой квантовой эффективностью катода и вероятностью выхода фотоэлектрона в объем ФЭУ. Обычно значение γ составляет 0,1—0,15. Тогда число фотоэлектронов, выходящих в объем ФЭУ,

$$N_э = N_ф \eta_c \gamma. \qquad (9.4)$$

Из рис. 9.2,*б* видно, что фотоэлектроны сдвинуты во времени относительно момента прохождения частицы (начало координат). Фотоэлектроны фокусируются на первый динод ФЭУ (рис. 9.1). Число электронов, достигающих первого динода, если учитывать коэффициент собирания электронов $\eta_э \approx 0{,}7$.

$$N_{эд} = N_ф \eta_c \eta_э \gamma. \qquad (9.5)$$

Затем в результате вторичной электронной эмиссии число их увеличивается. После прохождения всех динодов внутри ФЭУ коэффициент усиления достигает значения $M = 10^4 \div 10^8$. Возникающие на аноде импульсы имеют конечную длительность из-за флуктуаций времени пролета через ФЭУ различных электронов.

Одноэлектронный режим. Существенно отметить, что анодные импульсы (рис. 9.2,*в*) в рассматриваемом случае являются одноэлектронными, т. е. каждый импульс на выходе ФЭУ, состоящий из большого числа электронов, порождается одним фотоэлектроном. Режим работы ФЭУ, при котором регистрируются одноэлектронные импульсы, называется одноэлектронным. Число одноэлектронных импульсов пропорционально $E_п$ — энергии частицы, поглощенной в сцинтилляторе.

Импульсный режим. Если средний интервал времени между одноэлектронными импульсами меньше их длительности, то будет происходить наложение импульсов во времени, т. е. форма суммарного токового импульса будет соответствовать изменению интенсивности свечения сцинтиллятора во времени. Зарегистриро-

ванной частице будет соответствовать один импульс тока (рис. 9.2,*г*).

Наиболее часто сцинтилляционный детектор работает в импульсном режиме, когда форма импульса тока ФЭУ повторяет форму сцинтилляции. При выборе сопротивления нагрузки в цепи ФЭУ, на котором измеряется амплитуда выходного импульса напряжения, руководствуются следующими критериями. Если необходимо высокое временно́е разрешение, то постоянная времени должна быть меньше длительности сцинтилляции, и сопротивление нагрузки составляет (при малой емкости около 5 пФ) 50—1000 Ом. Если высокое временно́е разрешение не является необходимым и детектор работает в спектрометрическом режиме, то для получения большой амплитуды сигнала включается нагрузка с большим сопротивлением — порядка 10^6 Ом. В этих условиях средний интервал времени между фотоэлектронами меньше постоянной времени выходной цепи ФЭУ, происходит накопление заряда на аноде, что приводит к росту амплитуды импульса, как показано на рис. 9.2,*г*. На рис. 9.2,*г* пунктирной линией показан фиксированный порог чувствительности регистрирующей схемы, в результате чего электрический импульс на выходе схемы (рис. 9.2,*д*) появляется через время t после момента прохождения частицы через сцинтиллятор. Амплитуда выходного импульса в этом режиме пропорциональна E_1 (импульсный или интегральный режим работы *).

Если число фотонов в сцинтилляции достаточно велико (10^4—10^5), то средний интервал времени между фотонами мал (10^{-14} с) и работа в одноэлектронном режиме нецелесообразна. Поэтому при регистрации одиночных частиц большой энергии обычно применяют импульсный (интегральный) режим работы. Однако и в этом случае возможность работы ФЭУ в одноэлектронном режиме может быть использована для градуировки детектора. Действительно, отношение амплитуд импульсов в интегральном и одноэлектронном режимах равно числу фотоэлектронов, достигших первого динода.

Если число фотонов в сцинтилляции мало, то целесообразно применять ФЭУ в одноэлектронном режиме. Следует заметить, что при работе ФЭУ в одноэлектронном режиме весьма существенную роль играют и шумовые характеристики ФЭУ, которые необходимо специально исследовать.

Амплитуда и форма импульса. Из рассмотренной на рис. 9.2 схемы видно, что характеристики сцинтилляционного детектора определяются свойствами сцинтиллятора, а также свойствами и режимом работы ФЭУ.

Вся информация о зарегистрированной частице содержится в электрическом импульсе на выходе ФЭУ: форма импульса дает

---

* Существует еще токовый режим работы ФЭУ, когда на выходе ФЭУ измеряют средний ток за интервал времени, на несколько порядков больший, чем длительность сцинтилляции. Среднее значение тока равно среднему току, вызываемому одной сцинтилляцией, умноженному на число сцинтилляций.

сведения о процессах, происходящих в сцинтилляторе, амплитуда импульса позволяет определить поглощенную в сцинтилляторе энергию.

Если в импульсном режиме амплитуда импульса $A=Ne/C$, где N — число электронов, попавших на анод за время τ; C — емкость анодной цепи ФЭУ, то

$$A = \frac{e}{C} \frac{E_п}{h\nu} \eta_к \eta_с \eta_э \gamma M, \tag{9.6}$$

где $e = 1{,}6 \cdot 10^{-19}$ Кл — заряд электрона; $E_п = 1 \cdot 10^6$ эВ — поглощенная в сцинтилляторе энергия; $h\nu \approx 3$ эВ — средняя энергия фотона сцинтилляции; $\eta_к = 0{,}15$ — энергетический выход для NaI(Tl); $\eta_с = 0{,}5$ — коэффициент сбора света; $\eta_э = 0{,}7$ — коэффициент сбора фотоэлектронов; $\gamma = 0{,}1$ — квантовый выход фотокатода; $M = 5 \cdot 10^5$ — коэффициент усиления ФЭУ; $C \approx 10$ пФ — емкость анода ФЭУ относительно земли.

В пояснении к формуле (9.6) приведены наиболее часто встречающиеся значения величин. Если их подставить в (9.6), то получим на выходе ФЭУ электрический импульс с амплитудой около 15 В и длительностью $5 \cdot 10^{-6}$ с. Так как значения величин различны для разных сцинтилляторов в ФЭУ, то *приведенную оценку амплитуды импульса на выходе ФЭУ следует считать иллюстративной.*

9.2. Основные характеристики сцинтилляторов

9.2.1. Типы сцинтилляторов

Из большого числа различных люминесцирующих веществ к сцинтилляторам относятся такие люминофоры, в которых время жизни центров свечения и время переноса энергии к ним в сумме не превышают 10^{-10}—10^{-5} с. Классификацию сцинтилляторов можно вести по различным признакам. Наиболее четко по своим свойствам выделяются две большие группы: органические и неорганические сцинтилляторы.

Органические сцинтилляторы характеризуются сравнительно малыми атомными номерами (6—7), малой плотностью (около 2 г/см³) и малой длительностью свечения (10^{-9} с). К ним относятся органические кристаллы, из которых наиболее подробно изучен антрацен, жидкие и твердые растворы сцинтиллирующих веществ в мономерах и полимерах, а также органические газы (табл. 9.1).

Таблица 9.1. **Характеристики некоторых органических сцинтилляторов**

Кристалл	ρ, г/см³	Z	n	τ, нс	$\eta_к$	$h\nu$, эВ	$\omega_ф$, эВ
Антрацен $C_{14}H_{10}$	1,25	5,8	1,59	30	0,034	2,77	81,4
Толлан $C_{14}H_{10}$	1,18	5,8	—	7	0,032	3,16	98
Транс-стильбен $C_{14}H_{12}$	1,16	5,7	1,62	4—8	0,030	3,00	100—200

Сцинтилляторы на основе полимеров (полистирола, поливинилтолуола) с добавкой *n*-терфенила и сместителя спектра (для согласования спектра высвечивания сцинтиллятора со спектральной характеристикой фотокатода ФЭУ) типа РОРОР дают короткий сцинтилляционный импульс с временем нарастания около 0,2—0,6 нс и временем спада примерно 3 нс. Путем введения гасящих примесей удается получить сцинтилляторы с шириной сцинтилляционного импульса на половине высоты меньше 1 нс. При этом энергетический выход сцинтилляций снижается в несколько раз.

Неорганические сцинтилляторы характеризуются большими эффективными $Z_{эф}$, большой плотностью и сравнительно большой длительностью свечения. К ним относятся щелочно-галоидные и цинк-сульфидные сцинтилляторы (табл. 9.2), нашедшие широкое применение в экспериментальной физике. Значительно лучшим временны́м разрешением обладают неорганические сцинтилляторы на основе галогенидов кадмия. Эти кристаллы имеют слоистую структуру. Ширина сцинтилляционного импульса на половине его высоты для неактивированного иодистого кадмия составляет примерно 1 нс, а время нарастания около 0,25 нс. Кристаллы иодистого кадмия, активированные анионной примесью, имеют значительно бо́льший энергетический выход, но более длительное свечение.

Таблица 9.2. **Характеристики неорганических сцинтилляторов**

Кристалл	E_g, эВ	T, К	ρ, г/см³	Z	n	τ, нс	$h\nu$, эВ	$\omega_ф$, эВ	$\eta_к$
NaI	5,8	60	3,67	50	1,75	30	4,2	12	0,85
NaI(Tl)		300	3,67			250	3	19,6	0,158±0,01
CsI	6,0	77	4,51	54	1,79	700	3,65	14,6	0,25
CsI(Tl)		300	4,51			700	2,2	36,6	0,06±0,004
KI	6,3		3,13	45,5		1000	4,1		
							3,3		
							3,0	96,7	0,031±0,03
LiI	6,2		4,06	28		1200	2,8	28	0,1
ZnS	4,09		4,09	23		10^4	2,74	13,7	0,2

Перспективными сцинтилляторами являются кристаллы алюмоиттриевых гранатов и кристаллы алюмината иттрия, активированные церием. Энергетический выход этих кристаллов хуже, чем у NaI(Tl) (примерно в 2 раза), но длительность сцинтилляционного импульса на порядок меньше. Кроме того, эти кристаллы устойчивы к агрессивным средам.

В табл. 9.3 приведены сравнительные характеристики сцинтилляторов на основе BaF_2 и $Bi_4Ge_3O_{12}$. Эти кристаллы не гигроскопичны и могут выращиваться до размеров (BaF_2) порядка десятков сантиметров.

К неорганическим сцинтилляторам следует отнести и сцинтилляторы на основе инертных газов (жидкие, твердые и газообразные) (табл. 9.4).

Таблица 9.3. **Характеристика неорганических сцинтилляторов**

Параметр	BaF_2	$Bi_4Ge_3O_{12}$	NaI(Tl)
ρ, г/см^3	4,9	7,1	3,7
рад. длина	2,1	1,1	2,6
λ, нм	225	480	410
τ, нс	0,6	300	250
n	1,56	2,15	1,85

Таблица 9.4. **Характеристики газовых сцинтилляторов**

Газ	Газовая фаза $\eta_К$, отн. ед.	$h\nu$, эВ	τ, нс
Аргон	0,16—0,3	9,51	
Криптон	0,52—1	8,36	
Ксенон	1	7,09	~1—10
Неон	0,4—0,3	—	—
Гелий	0,3	—	—

9.2.2. Энергетический выход

Энергетический выход (или конверсионная эффективность) — одна из основных характеристик сцинтиллятора. Зная энергетический выход $\eta_к = \frac{E_ф}{E_п}$, можно по измеренной высветившейся энергии $E_ф$ определить поглощенную энергию $E_п$.

Энергетический выход связан со средней энергией, идущей на образование одного фотона $\omega_ф$, соотношением (9.3): $\omega_ф = \frac{h\nu}{\eta_к}$, где $h\nu$ — усредненная по спектру сцинтилляции энергия фотонов.

Энергетический выход данного сцинтиллятора зависит от линейных потерь энергии, а также от типа частиц. Причины этого явления, приводящего к нарушению прямой пропорциональности между величиной поглощенной в сцинтилляторе энергии и амплитудой импульса на выходе детектора, будут рассмотрены далее.

Энергетический выход зависит от типа сцинтиллятора. Более того, для сцинтилляторов одного и того же типа $\eta_к$ зависит от концентрации активатора, от температуры, наличия неконтролируемых примесей. Поэтому для абсолютных измерений необходима предварительная калибровка сцинтилляционного детектора.

Измерение абсолютного энергетического выхода. Наибольшей точностью и надежностью обладает метод, основанный на сравнении амплитуды импульса, соответствующего сцинтилляционной вспышке, от регистрируемой частицы $A_ф$ с амплитудой одноэлектронного импульса A_1. Отношение $\frac{A_ф}{A_1} = N_{эд}$ представляет собой

число фотоэлектронов, достигших первого динода. Согласно (9.1) и (9.5) получаем

$$\eta_к = \frac{h\nu}{E_п} \frac{A_ф}{A_1} \frac{1}{\eta_с \eta_э \gamma}. \qquad (9.7)$$

Все величины в формуле (9.7) доступны прямому измерению.

9.2.3. Форма сцинтилляционного импульса

Длительность сцинтилляции τ определяется временем жизни центра свечения в возбужденном состоянии и временем, необходимым для переноса энергии возбуждения к центру свечения *. Обычно длительность сцинтилляции характеризуют временем, в течение которого интенсивность свечения падает в e раз. В более сложных случаях зависимость интенсивности свечения от времени разлагают на несколько компонент и длительность каждой компоненты характеризуют своим временем спада или нарастания. Обычно время жизни центра свечения и, следовательно, время затухания существенно больше времени переноса энергии к центру свечения. В этих условиях время переноса достаточно точно характеризуется временем нарастания интенсивности свечения. Таким образом, форма импульса содержит сведения о процессах переноса энергии к центрам свечения и о внутрицентровых процессах. Внутрицентровые процессы сильно зависят от температуры и других внешних факторов и практически не зависят от природы и скорости регистрируемых частиц. Процессы переноса энергии существенно зависят от природы частицы и ее скорости **. Поэтому исследование формы импульса позволяет получать дополнительные сведения о природе регистрируемых частиц.

Измерение формы импульса. Наиболее простой метод измерения — непосредственное наблюдение сцинтилляционного импульса на экране осциллографа, на вход которого подается электрический импульс с выхода ФЭУ. Временно́е разрешение метода зависит от длительности одноэлектродных импульсов ФЭУ и разброса времени пролета электронов в динодной системе.

Существенно лучшее разрешение можно получить с помощью электронно-оптического преобразователя. Метод сводится к стробированию потока фотоэлектронов, эмиттированных с освещаемой площади катода ЭОП, путем быстрой развертки по экрану ЭОП, перед которым установлена щелевая диафрагма. Измерение интенсивности светового потока с экрана ЭОП, вызванного электронами, прошедшими через щель, в зависимости от момента

---

* Заметим, что длительность сцинтилляции отличается от длительности световой вспышки, так как под последней понимается продолжительность светового сигнала в какой-либо точке, например на поверхности фотокатода.

** Форма импульса зависит от пространственного распределения возбужденных состояний, а последнее в свою очередь от природы регистрируемой частицы и ее скорости.

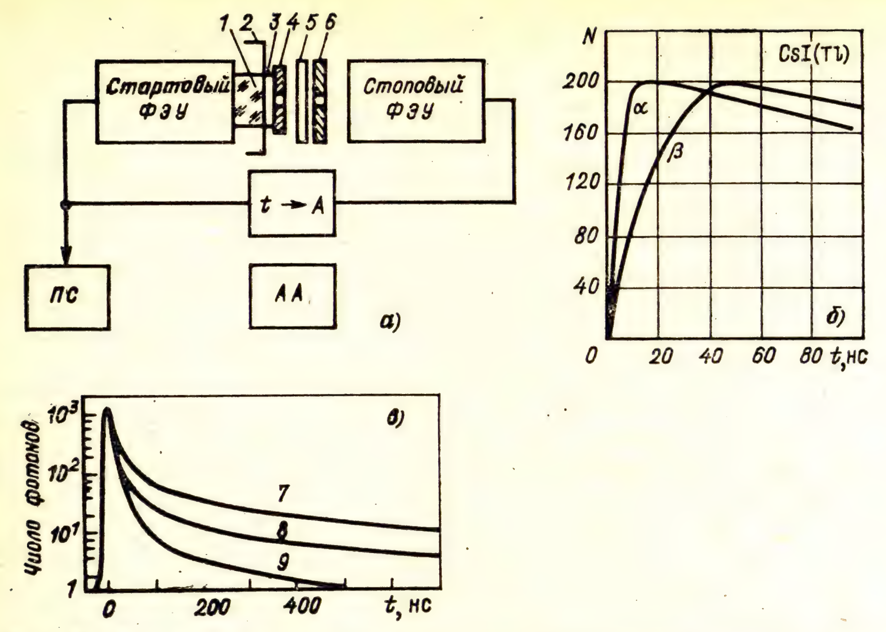


Рис. 9.3. Формы сцинтилляционных импульсов, полученных однофотонным методом:

а — схема установки; *б* — форма сцинтилляционных импульсов в кристалле CsI (Tl) при возбуждении α- и β-частицами; *в* — форма сцинтилляционного импульса в органическом сцинтилляторе при возбуждении; *1* — быстрый сцинтиллятор или детектор излучения Вавилова — Черенкова; *2* — непрозрачная фольга; *3* — исследуемый сцинтиллятор; *4* — источник заряженных частиц; *5* — оптический фильтр; *6* — диафрагма; *7* — α-частицы; *8* — протоны; *9* — электроны

стробирования дает форму импульса. Светосила* и отношение сигнал/шум для таких установок невелики, поэтому для исследования формы импульса этим методом приходится применять мощные импульсы излучения. (При применении этого метода следует учитывать возможность пространственного перекрытия треков.) Для исследования формы сцинтилляционного импульса от одиночных частиц такой метод не применяется.

Наиболее широкое применение для исследования формы сцинтилляционного импульса нашел однофотонный метод. Обычно установка, работающая на основе однофотонного метода, состоит из стартового ФЭУ, регистрирующего момент начала сцинтилляций, и стопового ФЭУ, на катод которого попадают одиночные фотоны сцинтилляции, прошедшие через диафрагму и оптический фильтр. Интервал времени между началом сцинтилляции (импульс от стартового ФЭУ) и моментом появления одноэлектронного импульса (импульс от стопового ФЭУ) измеряется время-амплитудным преобразователем и амплитудным анализатором.

---

* Светосила — отношение числа зарегистрированных частиц к числу частиц, испускаемых источником.

Необходимым условием является такое ослабление потока фотонов, попадающих на стоповый ФЭУ, чтобы за одну сцинтилляцию с его катода эмиттировался только один фотоэлектрон. Таким образом, измеряется интервал времени между началом вспышки и одним из фотонов из этой же вспышки. Многократное повторение этого процесса позволяет измерить спектр интервалов или распределение фотонов сцинтилляций во времени. Схема установки, работающей по этому принципу, приведена на рис. 9.3,*а*. На рис. 9.3,*б* и *в* приведены формы импульсов в различных сцинтилляторах при возбуждении их частицами с различной плотностью ионизации (полученных на установке рис. 9.3,*а*).

9.2.4. Спектр излучения

Спектр излучения зависит прежде всего от свойств центров свечения и в значительно меньшей степени зависит от способов возбуждения сцинтиллятора. Как правило, спектры сцинтилляции при возбуждении различными типами частиц либо совпадают, либо различаются несущественно.

На рис. 9.4 приведены спектры высвечивания наиболее часто применяющихся сцинтилляторов. Поскольку регистрация свечения всегда осуществляется фотоэлектрическим приемником, весьма существенным является вопрос согласования спектра свечения сцинтиллятора со спектральной характеристикой фотоприемника. (Спектральные характеристики различных фотокатодов приведены в подразд. 9.4. Там же приведены дневная и сумеречная кривые видности глаза человека.)

Переход от распределения по длинам волн $I(\lambda)$ к распределению по энергии $I(h\nu)$ осуществляется по формуле

$$I_\nu = I_\lambda \frac{\lambda^2}{c}, \qquad (9.8)$$

где I_ν, I_λ — спектральные интенсивности при длине волны λ и отвечающей ей частоте ν, причем $\lambda = c/\nu$.

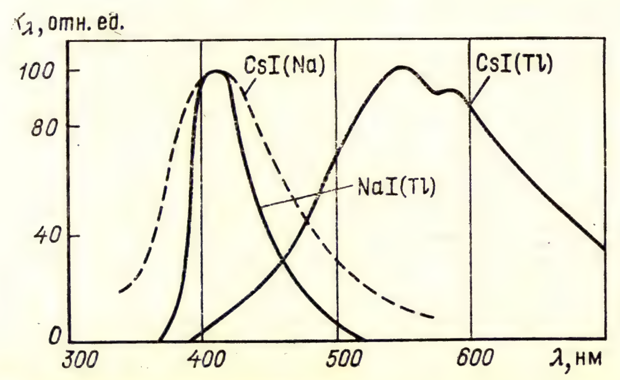


Рис. 9.4. Спектры высвечивания кристаллов

Если длина волны выражена в нанометрах, то энергия кванта

$$h\nu = \frac{1234}{\lambda} \text{ (эВ)}. \qquad (9.9)$$

9.2.5. Время памяти

Временем памяти сцинтиллятора далее будем называть промежуток времени, в течение которого можно влиять на процесс детектирования, т. е. время памяти определяется процессами переноса энергии к центру свечения и временем жизни центра свечения.

Время памяти органических сцинтилляторов с резонансным механизмом переноса энергии к центрам свечения составляет примерно 10^{-9} с, в неорганических кристаллах с электронно-дырочным переносом энергии время памяти экспоненциально зависит от температуры T и при низких T может быть весьма велико.

Время памяти сцинтиллятора определяет возможность управления характеристиками детектора, например его чувствительностью в процессе регистрации излучений.

9.2.6. Пространственное разрешение

Пространственное разрешение, которое может дать сцинтиллятор, если не применять оптической системы для фотографической регистрации отдельной сцинтилляции, определяется его размерами. Сцинтилляторы могут быть выполнены в виде нитей диаметром около 1 мм и менее или в виде пленок толщиной 10 мкм. В этом случае размеры сцинтиллятора выбирают такими, чтобы поглощенная в нем энергия была достаточно велика для создания нескольких фотоэлектронов, входящих в объем ФЭУ в соответствии с выражением (9.4).

На основе сцинтилляторов можно создать различного типа так называемые позиционно-чувствительные детекторы, позволяющие определять координаты частицы, прошедшей через сцинтиллятор больших размеров. Тогда пространственное разрешение определяется не только размерами сцинтиллятора, но и методами определения места прохождения частицы через него.

Наилучшее пространственное разрешение дает так называемая люминесцентная камера, позволяющая фотографировать светящийся трек с помощью электронно-оптического преобразователя.

9.3. Основные представления о сцинтилляционном процессе

Сцинтилляционный процесс, конечным результатом которого является короткое по длительности свечение возбужденных атомов, молекул или ионов (далее называемых центрами свечения),

можно разбить на три этапа: 1) возбуждение заряженными частицами основного вещества, находящегося в твердой, жидкой или газообразной фазе (генерационный этап); 2) перенос энергии, потерянной в веществе заряженной частицей, к центрам свечения (миграционный этап); 3) возбуждение и высвечивание центра свечения (внутрицентровый этап).

Природа центра свечения различна в различных веществах и не всегда достаточно хорошо изучена даже в широко применяющихся сцинтилляторах. Поэтому здесь ограничимся рассмотрением наиболее простой модели центра свечения, которая, однако, отражает основные особенности любого центра свечения.

В сцинтилляционном процессе играют большую роль не только элементарные процессы, приводящие к свечению (генерация возбужденных состояний, термализация носителей, диффузия, захват и рекомбинация носителей, возбуждение и высвечивание центра свечения), но и пространственное распределение возбужденных состояний, т. е. структура трека. От структуры трека зависят такие важные характеристики, как энергетический выход, форма сцинтилляционного импульса и спектр свечения. Действительно, чем дальше разойдутся в процессе образования трека носители заряда, тем больше будет длительность сцинтилляции, если она связана с излучательной рекомбинацией носителей заряда. Очевидно также, что сцинтилляции возникают в треке, в противном случае длительность свечения (при межтрековом взаимодействии) существенно зависела бы от интенсивности излучения (числа частиц, попадающих в сцинтиллятор в единицу времени).

Процесс возбуждения основного вещества и процессы переноса энергии к центрам свечения рассматриваются отдельно для каждого типа сцинтиллятора, так как они в значительной мере определяются природой вещества, служащего его основой.

9.3.1. Возбуждение основного вещества

Быстрая заряженная частица, проходя через вещество, создает на своем пути разделенные носители заряда (электроны), ионы и дырки), возбужденные атомы, молекулы и ионы, а в кристаллах — и дефекты структуры. Одновременно происходят радиационно-химические превращения и выделение тепла, которые зависят от природы вещества и его агрегатного состояния. Общее для всех перечисленных явлений то, что они происходят вблизи траектории частицы, т. е. локализованы в области, размеры которой соизмеримы с межатомными расстояниями. В этих областях создается весьма значительная плотность возбужденных состояний, которую трудно моделировать другими видами возбуждения. Общим является также то, что в любом веществе быстрая заряженная частица теряет энергию и непосредственно на излучение, которое частично (или почти полностью) выходит из вещества. Это тормозное излучение, излучение Вавилова — Черенкова, переходное излучение и излучение звуковых волн. Соотношение

интенсивностей этих излучений зависит от вещества. Здесь можно напомнить, что доля энергии, уносимой излучением Вавилова — Черенкова, составляет 10^{-2}—10^{-3} ионизационных потерь, еще меньшая доля уносится звуковыми волнами. Энергия тормозного излучения для быстрых электронов может превышать ионизационные потери на несколько порядков. Эти виды излучений частично поглощаются в объеме детектора, частично выходят из него и могут быть зарегистрированы. Большая доля энергии поглощается вблизи траектории, образуя то, что обычно называют треком (или следом) частицы. В хороших сцинтилляторах преобразование этой поглощенной энергии приводит к короткому свечению, которое уносит из трека от 1 до 30 % всей поглощенной энергии.

В конденсированной фазе основное вещество содержит в 1 грамм-молекуле $6 \cdot 10^{23}$ частиц, концентрация активатора примерно в 10^3—10^5 раз меньше (10^6—10^{18} частиц в 1 $см^3$). Поэтому регистрируемое излучение возбуждает основное вещество, и затем возбуждение переносится к центрам свечения. Энергетический выход сцинтилляции в значительной мере определяется эффективностью переноса энергии.

9.3.2. Перенос энергии к центрам свечения

Измерения показывают, что энергетический выход сцинтилляторов примерно на два порядка превышает величину, которая наблюдалась бы при непосредственном возбуждении активатора электрическим полем заряженной частицы. Это свидетельствует о существовании эффективного переноса энергии возбуждения от основного вещества к активатору. (Процессы переноса энергии играют исключительно большую роль в таких областях, как радиационная физика, радиационная химия, радиационная биология.) Механизм переноса возбуждения различен в различных веществах: в щелочно-галоидных кристаллах и газах — это преимущественно электронно-дырочный перенос, хотя не исключены резонансный или экситонный перенос энергии, в органических веществах наибольшее значение имеет резонансный перенос энергии.

Радиационный перенос. Наиболее простым процессом переноса энергии от возбуждения молекулы (донора) к невозбужденной (акцептору) является реабсорбция: поглощение акцептором фотона, испущенного донором. Для осуществления такого переноса необходимо, чтобы спектр поглощения перекрывался со спектром испускания. Если среда прозрачна, то перенос от донора к акцептору осуществляется на любом расстоянии. Радиационный перенос энергии играет некоторую роль в разбавленных жидких и твердых органических растворах, а также в газах. В конденсированных средах с малыми расстояниями между возбужденными и невозбужденными молекулами (меньше, чем длина волны света) осуществляется безызлучательный перенос энергии.

Резонансный перенос. Если в донорных и акцепторных молекулах имеются резонансные переходы, то безызлучательный пере-

нос может осуществляться с помощью электромагнитного поля. Обычно доминирует диполь-дипольное взаимодействие, так как это взаимодействие изменяется с расстоянием r на $\frac{1}{r^6}$. Оно хорошо объясняет перенос энергии к невозбужденной молекуле на расстояниях 50—100 Å. Условие удовлетворительного переноса — перекрывание спектров флуоресценции донора и спектра поглощения акцептора. Однако при резонансном переносе излучения и поглощения реальных фотонов нет (в таких случаях говорят, что испускаются и поглощаются виртуальные фотоны) — процесс происходит быстрее, чем испускается и поглощается фотон. Резонансный перенос — основной механизм, работающий на малых расстояниях (примерно от 5 до 100 Å).

Экситонный перенос. Экситон — элементарное возбуждение кристалла, которое переносит на макроскопические расстояния энергию, но не переносит электрического заряда. Как правило, экситонные уровни располагаются внутри запрещенной зоны.

Для органических материалов различие между экситонным и резонансным переносом заключается главным образом в том, что экситонный перенос может быстро передавать энергию по цепи молекул к центру люминесценции, который может быть значительно удален от места возбуждения. Экситон может передавать энергию на расстояние до 10^{-5} см от места ее первоначальной локализации.

Роль экситонного механизма переноса энергии для неорганических сцинтилляторов существенно меньше, чем роль электронно-дырочного переноса. В этом случае экситон можно представить себе в виде нейтральной частицы, состоящей из электрона и дырки, движущейся вместе по кристаллу. Подходя к примеси, экситон может ее возбудить либо распасться — с излучением или без излучения. Экспериментально показано, что в таких кристаллах, как CdS, экситон перемещается на расстояние 10^{-1} см, а в ЩГК — на растояние 10^{-4} см.

Электронно-дырочный перенос. Электронно-дырочный механизм переноса играет основную роль в неорганических сцинтилляторах. Образующиеся электроны и дырки захватываются ловушками и центрами рекомбинации. Различие между ними определяется временем жизни захваченного носителя. Если время жизни носителя в ловушке больше, чем время диффузии к ловушке носителя противоположного знака, то такая ловушка является центром рекомбинации. Если при рекомбинации возникает излучение, то это центр свечения. В обратном случае — это центр тушения.

Время жизни носителя до захвата ловушкой

$$\tau = \frac{1}{\sigma v n}, \tag{9.10}$$

где σ — сечение захвата; v — скорость носителя; n — концентрация ловушек.

Время жизни в ловушке определяется соотношением

$$\tau=\tau_0 \exp\ (\varepsilon/kT),$$

где ε — глубина ловушки; T — абсолютная температура.

Время диффузии носителя

$$\tau \approx \frac{l^2}{\alpha D}, \qquad (9.11)$$

где D — коэффициент диффузии; l — расстояние носителя от центра. Напомним, что численные коэффициенты для одномерной диффузии $\alpha=2$, для двухмерной $\alpha=4$ и для трехмерной $\alpha=6$.

Таким образом, если длительность генерационного этапа составляет 10^{-13} — 10^{-12} с, то длительность миграционного этапа может быть существенно больше. В органических сцинтилляторах быстрый перенос осуществляется за 10^{-10} с, а в неорганических сцинтилляторах электронно-дырочный механизм переноса имеет длительность от 10^{-8} до 10^{-4} и более. Важно отметить, что скорость электронно-дырочного переноса сильно зависит от температуры.

Как уже отмечалось, принципиальное значение для образования сцинтилляции имеет пространственное распределение носителей заряда в треке частицы.

9.3.3. Модель центра свечения

Конфигурационные кривые. Простейшей моделью центра свечения может служить двухатомная молекула. Эта модель позволяет иллюстрировать основные особенности центра свечения независимо от его природы.

Энергия двухатомной молекулы слагается из энергии, связанной с электронными уровнями, энергии колебания ядер атомов относительно друг друга и вращательной. Все эти составляющие имеют дискретный характер и образуют довольно сложную систему уровней. Энергетическое расстояние между колебательными уровнями составляет примерно 0,2 эВ, расстояние между электронными уровнями, с которыми и связаны излучательные переходы, примерно 4 эВ, вращательной энергией молекулы можно пренебречь, поскольку расстояние между уровнями меньше 0,01 эВ.

Расстояние между ядрами атомов в состоянии, когда потенциальная энергия молекулы минимальна, равно r. Молекула находится в тепловом равновесии с окружающими ее молекулами, поэтому ядра атомов колеблются относительно друг друга. Потенциальная энергия молекулы при этом изменяется. В первом приближении можно считать, что сила, действующая на ядро атома, пропорциональна отклонению от положения равновесия

$$F= -kx.$$

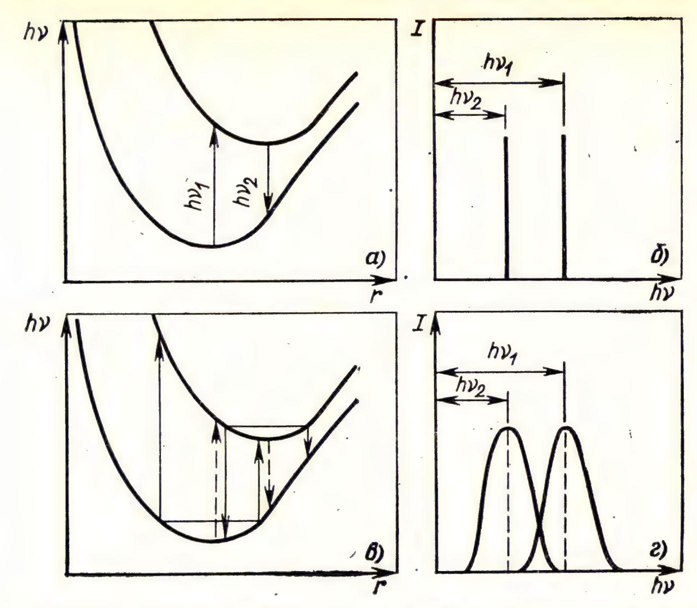


Рис. 9.5. Конфигурационные кривые (*а*, *в*) и спектры высвечивания (*б*, *г*) при абсолютном нуле (*а*, *б*) и при температуре, отличной от абсолютного нуля (*в*, *г*)

Потенциальная энергия такой системы равна

$$dE = -F\,dx; \quad E = \frac{kx^2}{2}.$$

На рис. 9.5 показано, как изменяется потенциальная энергия молекулы при колебаниях атомов относительно друг друга. Колебательная энергия молекулы, находящейся в тепловом равновесии со средой, определяется температурой среды. Чем больше температура среды, тем больше размах колебаний ядер атомов, тем больше колебательная энергия молекулы. Весьма важно, что изменение колебательной энергии молекулы может происходить (и, как правило, происходит) без изменения электронной энергии (т. е. электроны не переходят с уровня на уровень).

Если в результате поглощения большой порции энергии электрон в молекуле перейдет с одного уровня на другой, то это приведет к изменению взаимодействия между атомами и к изменению потенциальной кривой. Электронный переход совершается за время, в течение которого расстояние между ядрами практически не меняется, поэтому такой электронный переход на энергетической диаграмме изображают вертикальной линией.

Если молекула, находящаяся в возбужденном электронном состоянии, достаточно долгое время (10^{-8} с) не будет испытывать соударения с другими молекулами, то возможен обратный переход электрона с излучением кванта той же энергии, которая была поглощена. Возникает резонансное излучение. Этот про-

цесс возможен только в разреженных газах. В конденсированных средах благодаря обмену энергии с окружающей средой молекула приходит в тепловое равновесие с ней за время порядка $10^{-12}—10^{-13}$ с. Вследствие этого изменяется колебательная энергия молекулы. Весьма важно, что за это время электронные переходы в молекуле не успевают произойти. Таким образом, возбужденная молекула некоторое время находится в тепловом равновесии с окружающей средой. Колебательная энергия молекулы соответствует температуре среды.

Следует подчеркнуть, что непосредственно после поглощения кванта энергии и соответствующего электронного перехода молекула в результате взаимодействия со средой может как отдать избыточную колебательную энергию, так и получить энергию от среды, если колебательная энергия молекулы в результате электронного перехода оказалась меньше той, которая соответствует температуре среды. Это означает, что в принципе возможна такая ситуация, что молекула за счет энергии среды может излучить квант с большей энергией, чем энергия кванта, который она поглотила. Поэтому правило Стокса, утверждающее, что энергия кванта люминесценции меньше, чем энергия кванта возбуждающего света, выполняется не всегда. Однако максимум спектра люминесценции сдвинут по отношению к максимуму спектра поглощения в сторону меньших энергий кванта всегда. Это легко увидеть из следующего рассмотрения.

Будем охлаждать среду. При этом колебательная энергия молекул будет уменьшаться. Соответственно будет уменьшаться ширина спектра поглощения и спектра испускания. При абсолютном нуле колебательная энергия равна нулю, и как спектр поглощения, так и спектр испускания будет представлять собой узкую линию (ширина этих линий определяется только соотношением неопределенности $\Delta E = \frac{\hbar}{t}$, где t — время электронного перехода).

Теперь очевидно, что, поскольку потенциальная кривая возбужденной молекулы сдвинуты вправо, энергия возбуждающего фотона всегда больше, чем энергия фотона высветившегося (рис. 9.5). При увеличении температуры ширина линий увеличивается, но максимумы не смещаются, так как они соответствуют минимумам потенциальных кривых невозбужденной и возбужденной молекулы. Таким образом, если температурные кривые известны, то значения энергии кванта, соответствующей максимуму спектра поглощения, и энергии кванта, соответствующей максимуму спектра излучения, могут быть определены непосредственно, как показано на рис. 9.5. Из рис. 9.5 видно, что в соответствии с правилом Стокса максимум спектра испускания $h\nu_2$ сдвинут в сторону меньших энергий кванта по отношению к максимуму спектра поглощения $h\nu_1$. Из-за конечной ширины спектров поглощения и испускания возможно их перекрытие. При этом возможна реабсорбция фотонов. Испущенные молекулой фото-

ны будут вновь поглощаться в среде. Ясно, что реабсорбция ухудшает прозрачность сцинтиллятора*. Самопоглощение можно существенно уменьшить, если ввести в сцинтиллятор центры свечения, которые излучают кванты, не поглощающиеся в сцинтилляторе. Эти вещества (сместители спектра) смещают спектр в область меньших энергий кванта. В сцинтилляторах такого типа собственное излучение ослабляется в e раз на длине, равной нескольким метрам.

Кривые потенциальной энергии для более сложных образований с учетом взаимодействия центра с основным веществом носят название конфигурационных кривых. Конфигурационная кривая — это кривая, определяющая потенциальную энергию системы как функцию конфигурационной координаты. Конфигурационная координата — это число, характеризующее относительное положение элементов системы. В случае двухатомной молекулы — это расстояние между ядрами атомов.

Внутренняя конверсия и флуоресценция. Внутренней конверсией после возбуждения центра свечения называет безызлучательный переход между двумя состояниями одной и той же мультиплетности (т. е. без изменения спина электронов).

Флуоресценцией называют излучательный переход при большей длине волны, чем при поглощении. В подавляющем большинстве случаев флуоресценция происходит с низшего возбужденного синглетного уровня S^*_1. Это обусловлено тем, что в конденсированных средах происходит быстрая (10^{-12} с) потеря колебательной энергии за счет столкновений. Если при этом мультиплетность не изменяется (сохраняется направление спина электрона), то процесс носит название внутренней конверсии.

Интеркомбинационная конверсия. Если при потере колебательной энергии изменяется мультиплетность, то процесс носит название интеркомбинационной конверсии. Этот процесс — образование триплетного состояния ($S_1 \longrightarrow T_1$) — происходит с изменением знака спина электрона на противоположный. Если в синглетном состоянии спины электронов антипараллельны, то в триплетном спины электронов параллельны.

Фосфоресценция и медленная флуоресценция. Фосфоресценция — это переход из низшего триплетного состояния в основное состояние. Время жизни фосфоресценции от 10^{-6} до 10^{-2} с.

Центр, находящийся в триплетном состоянии, может быть вновь переведен в верхнее возбужденное синглетное состояние либо термически, либо оптически (инфракрасным светом). Затем центр может вернуться излучательным путем в основное состояние. Спектр такого излучения не отличается от спектра обычной флуоресценции, но длительность свечения определяется временем жизни триплетного состояния. Поскольку в этом процессе излу-

---

* Очевидно, что при понижении температуры сцинтиллятора его прозрачность должна увеличиться, так как при этом уменьшается ширина спектра испускания и поглощения, а следовательно, и перекрытия спектров.

чение происходит при переходе из низшего возбужденного синглетного уровня на основной $S_1 \longrightarrow S_0$, он называется медленной флуоресценцией. Интенсивность медленной флуоресценции зависит от температуры, поскольку переход $T_1 \longrightarrow S_0$ носит тепловой характер.

Резонансное излучение. В разреженных средах (газах), в которых время между столкновениями частиц становится больше времени возбужденного состояния (т. е. 10^{-8} с), возможно резонансное излучение, когда испускание излучения происходит точно с того же колебательного уровня, который был возбужден. Очевидно, что спектры возбуждения и спектры испускания при этом совпадают. Это приводит к самопоглощению излучения в среде.

Внутреннее тушение. Поскольку конфигурационная кривая возбужденного состояния смещена по отношению к конфигурационной кривой основного состояния, в принципе возможно пересечение этих двух кривых. В этом случае возможен безызлучательный переход из возбужденного в основное состояние (внутреннее тушение). Из энергетической диаграммы (рис. 9.6) видно, что энергия активации, необходимая для вызывания такого безызлучательного перехода, равна $E_т$. Вероятность безызлучательного перехода $\omega_т$

$$\omega_т = \omega_{т0} \exp\left(-E_т/kT\right). \tag{9.12}$$

Если вероятность излучательного перехода $\omega_и$ не зависит от температуры, то

$$\frac{I}{I_0} = \frac{\omega_и}{\omega_и + \omega_т} = \frac{1}{1 + a\exp\left(-E_т/kT\right)}, \tag{9.13}$$

где I_0 — интенсивность свечения в отсутствие тушения.

Оптическая и термическая активация. Модель конфигурационных кривых может быть применена и для объяснения свойств ловушек. Энергетическая диаграмма ловушки, как и центра свечения, может быть представлена двумя кривыми — кривой основного и кривой возбужденного состояний. Перевести электрон в возбужденное состояние (или возбудить центр свечения) можно, либо подействовав на него квантом с энергией $E_ф$ (оптическая активация), либо сообщив тепловую энергию $E_т$ (термическая активация), чтобы он достиг точки пересечения кривых (рис. 9.6). Энергия термической активации $E_т$ зависит от вида кривых и может быть как больше, так и меньше энергии оптической активации $E_ф$.

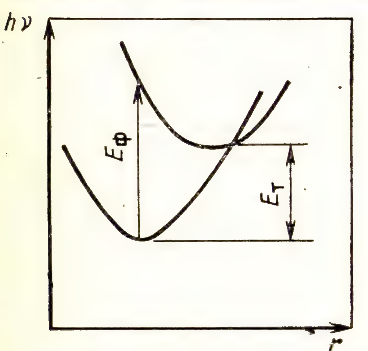


Рис. 9.6. Конфигурационные кривые при безызлучательном переходе

Внешнее тушение. Процессы внешнего тушения, т. е. происходящие вне центра свечения, характерны для рекомбинационной люминесценции. Тушение люминесценции может быть обусловлено либо уменьшением времени жизни центра излучательной рекомбинации (центра свечения), либо уменьшением вероятности захвата центром свечения носителя другого знака. Последнее может произойти, например, из-за захвата этих носителей другим центром, который не является центром свечения ловушками или их безызлучательной рекомбинацией с другим центром.

Внешнее тушение описывается той же формулой (9.13), что и внутреннее.

Однако величина E при внешнем тушении имеет смысл либо глубины уровня центра свечения, либо глубины уровня центров захвата или безызлучательной рекомбинации.

9.4. Сцинтилляционный процесс в щелочно-галоидных сцинтилляторах

При комнатной температуре щелочно-галоидные кристаллы (ЩГК) сцинтиллируют, только если они активированы, т. е. если в кристалл введена примесь вещества А в количестве, существенно превышающем все другие примеси. При соблюдении этого условия вещество А может служить активатором, если оно образует или стимулирует образование центра свечения. Центры свечения в ЩГК этого типа связаны с активатором.

При низких температурах (обычно при температуре кипения жидкого азота) активированные кристаллы заметно меняют свои сцинтилляционные характеристики. Как правило, они практически перестают люминесцировать (за исключением NaI—Tl). Кристаллы, в которые не была введена примесь (неактивированные), являются хорошими сцинтилляторами при низкой температуре и практически не сцинтиллируют при комнатной температуре. Начнем с рассмотрения сцинтилляционного процесса в неактивированных кристаллах, затем рассмотрим влияние активатора.

9.4.1. Зонная структура ЩГК

Большинство ЩГК имеют структуру кристалла NaCl (гранецентрированная кубическая решетка), кристаллы CsI, CsBr имеют структуру CsCl (объемно-центрированная решетка). Зонная структура кристаллов типа CsCl существенно отличается от зонной структуры кристаллов типа NaCl. Различия наиболее ярко выражены в строении зон проводимости, структуры валентных зон кристаллов близки.

Валентная зона возникает из заполненных внешних состояний галоида, зона проводимости — из незаполненных электронных уровней щелочного металла и галоида.

В табл. 9.5 приведены экспериментальные значения ширины запрещенной зоны E_g для ЩГК.

Таблица 9.5. **Ширина запрещенной зоны**

ЩГК	LiF	KI	NaI	CsI
E_g, эВ	14,2	6,3	5,8	6

Образовавшиеся после облучения кристалла электроны и дырки имеют различные эффективные массы. Эффективная масса дырки по крайней мере на порядок больше, чем у электрона.

9.4.2. Автолокализованная дырка (V_k-центр)

При облучении ЩГК частицами (квантами) с энергией, достаточной для образования электрона и дырки, происходит ионизация иона галоида (X^-). Образовавшаяся дырка локализуется на двух ионах галоида, образуя молекулярный ион X^-_2. Это образование при низких температурах оказывается стабильным; оно ориентировано в направлении ⟨110⟩ в гранецентрированных и в направлении ⟨100⟩ в объемно-центрированных кристаллах. Такая автолокализованная дырка носит название V_k-центра.

Расстояние между ядрами галоида, входящими в состав V_k-центра, меньше, чем между ионами в идеальной решетке (например, в LiF эти расстояния равны 2,01 и 2,84 Å соответственно).

Температура, при которой дырка автолокализуется, для NaI равна 58 К, для CsI — 55 и 87 К.

9.4.3. Сцинтилляционный процесс в неактивированных кристаллах

Рекомбинация электронов и дырок. Быстрая заряженная частица, проходя через кристалл, образует на своем пути N пар электронов и дырок; часть ее энергии тратится на возбуждение основного вещества. Образовавшиеся электроны и дырки быстро (за время 10^{-12}—10^{-11} с) термализуются. Отличительной особенностью ЩГК является то, что термализовавшаяся дырка сразу же автолокализуется, образуя V_k-центр. Термализованные электроны рекомбинируют с V_k-центрами, при этом возникает возбужденное состояние X_2^-e-центра, которое получило название — автолокализованный экситон.

Автолокализованный экситон распадается, и при этом возникает излучение, спектр которого лежит в ультрафиолетовой области. При температуре ниже температуры автолокализации энергетический выход ультрафиолетового свечения составляет примерно 0,3. Столь значительный энергетический выход позволяет

сделать важные заключения о механизме сцинтилляционного процесса в неактивированных кристаллах.

Действительно, для всех ЩГК средняя энергия кванта $h\nu$ равна примерно половине ширины запрещенной зоны E_g, а средняя энергия, идущая на образование одного иона, $\omega_и \approx 1,5\ E_g$. Тогда, если при рекомбинации иона излучается фотон, при условии $\omega_ф = \omega_и$ согласно (9.3) получим

$$\eta_к = \frac{h\nu}{\omega_ф} = \frac{0,5E_g}{1,5E_g} \approx 0,33. \qquad (9.14)$$

Поскольку экспериментально измеренное значение выхода неактивированных ЩГК при низких температурах дает примерно такое же значение, то из этой оценки следует, что практически все образовавшиеся электроны и дырки рекомбинируют между собой. Это в свою очередь свидетельствует о том, что пространственные распределения термализованных электронов и дырок перекрываются и практически все образовавшиеся в этой области электроны и дырки рекомбинируют излучательно.

Электроны и дырки, отошедшие друг от друга на расстояние r, меньше, чем сфера захвата $\left(r_з = \frac{e^2}{\varepsilon kT}\right)$, рекомбинируют между собой по линейному закону. В областях трека с большой концентрацией электронов и V_k-центров возможна их рекомбинация по квадратичному закону. Экспериментально установлено, что в треке α-частицы доля квадратичной рекомбинации больше, чем в треке β-частицы.

Введение активатора уменьшает вероятность как линейной, так и квадратичной рекомбинации. Существенно, что введение активатора сильнее влияет на бимолекулярную рекомбинацию.

Из рассмотренного механизма следует, что время нарастания сцинтилляционного импульса должно быть весьма мало, поскольку рекомбинация электрона и V_k-центров происходит в треке частицы. Экспериментальная оценка времени нарастания проводилась методом измерения интервалов времени между началом вспышки и одним из фотонов из этой вспышки. Измерения показали, что время нарастания сцинтилляционного импульса в неактивированных кристаллах меньше 10^{-9} с.

Центр свечения. Время спада импульса определяется временем жизни возбужденного состояния автолокализованного экситона, которое сильно зависит от температуры. Как внутреннее, так и внешнее тушение описывается одной формулой, аналогичной (9.13):

$$I(T) = \frac{I_0}{1 + A\exp(-q/kT)} \qquad (9.15)$$

(в случае внешнего тушения величина q — глубина уровня центра свечения, т. е. V_k-центра, в случае внутреннего тушения величина q — энергия активации тушения).

Согласно современным представлениям автолокализация экситона описывается двумя процессами: один — не зависящий от температуры, с вероятностью τ^0_a и второй — зависящий от температуры, с энергией активации q в соответствии с формулой

$$\frac{1}{\tau_a}=\frac{1}{\tau_a{}^0}+\nu \exp(-q/kT), \qquad (9.16)$$

где τ_a — вероятность автолокализации экситона.

Величина q для NaI составляет примерно 17—20 мэВ, а для CsI — 5,5—11 мэВ. Эта величина является барьером для автолокализации экситона.

Время спада свечения, определяемое временем жизни автолокализованного экситона в возбужденном состоянии, при комнатной температуре составляет около 10^{-9} с. При низкой температуре время высвечивания существенно растет (10^{-6} с), вместе с тем растет и число фотонов во вспышке (примерно в 10^3 раз). Такое совместное изменение времени высвечивания и числа фотонов может свидетельствовать о том, что число $e+V_k$ рекомбинации несущественно изменяется с температурой и что поэтому температурное гашение является внутренним. Это подтверждается также опытами по температурному тушению при оптическом возбуждении.

Энергия, идущая на образование одной пары электрон — дырка в ЩГК, так же как и широко применяющихся полупроводниковых детекторов, практически не зависит от dE/dx, т. е. число фотонов для α- и β-частиц, отнесенное к единице поглощенной энергии, должно быть примерно одинаково.

В действительности с увеличением плотности ионизации энергетический выход сцинтилляций в неактивированных кристаллах уменьшается. Число фотонов, образуемое α-частицей, в несколько раз меньше, чем число фотонов, образуемое β-частицей (отнесенное к единице поглощенной энергии). Это так называемое α/β отношение существенно зависит от концентрации примесей, что указывает на рекомбинационный характер процесса. Далее зависимость α/β отношения от концентрации активатора рассмотрена более подробно.

9.4.4. Сцинтилляционный процесс в активированных кристаллах

Захват электронов и дырок активатором. При введении активатора в объеме кристалла появляется эффективный центр захвата носителей заряда, связанный с ионом активатора A^+. В качестве активатора применяют Tl, Na, In и другие одновалентные металлы. Наиболее часто применяется Tl.

В процессе термализации электронов и дырок и непосредственно после нее происходит практически одновременно шесть

процессов: 1) захват электрона активаторным центром*; 2) автолокализация дырки; 3) захват дырки активатором**; 4) захват нетермализовавшейся (горячей) дырки активатором (этот процесс сопровождается быстрым активаторным свечением); 5) захват электрона центром A^{++}, этот процесс также сопровождается быстрым активаторным свечением; 6) рекомбинация электрона с V_k-центром, которая сопровождается излучением в ультрафиолетовой области спектра с такими же характеристиками, как для неактивированных кристаллов.

Быстрое активированное свечение, возникающее в процессах 4 и 5, должно иметь время нарастания $<10^{-9}$ с. На рис. 9.7 пунктиром обозначены перемещения носителей заряда к соответствующим центрам, а сплошными линиями — превращения одних центров в другие после взаимодействия с подошедшими к ним носителями. Жирными линиями выделены наиболее вероятные процессы.

Как уже упоминалось, неактивированные кристаллы при низких температурах являются хорошими сцинтилляторами. Энергетический выход сцинтилляции приближается к максимально возможному. Введение активатора резко уменьшает энергетический выход, что свидетельствует об эффективном захвате электронов активатором до рекомбинации электронов с автолокализованными дырками.

---

* Термическая диссоциация А-центра в CsITl происходит при 125 К, а в NaI(Tl) при 103 К.

** Термическая диссоциация A^{++}-центра в NaI(Tl) происходит при 245 К, а в CsI(Tl) при 90 К.

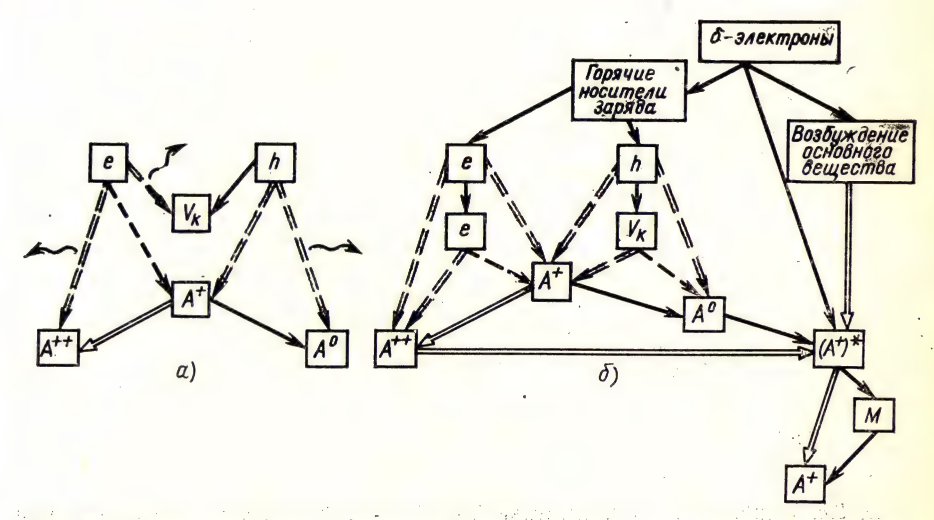


Рис. 9.7. Общая схема преобразования и переноса энергии в щелочно-галоидных сцинтилляторах:

а — быстрые процессы; *б* — медленные процессы

Энергетический выход активаторного свечения растет с увеличением концентрации активатора.

Наибольший энергетический выход активаторного свечения составляет для кристаллов CsI (Tl) примерно 6% и для кристаллов NaI (Tl) — 15%, т. е. существенно меньше энергетического выхода, который осуществлялся бы в случае, если бы все образовавшиеся электроны и дырки рекомбинировали. Это означает, что значительная часть электронов и дырок не рекомбинирует за время, характерное для сцинтилляции. Это в свою очередь означает, что часть электронов и дырок уходит из трека или захватывается на глубокие ловушки (с большим временем жизни) и поэтому может давать вклад только в инерционное свечение.

Таким образом, находящиеся в треке V_k-центры частично рекомбинируют с A^0-центрами, частично захватываются активатором с образованием A^{++}-центров. Часть V_k-центров захватывается в треке, некоторая часть их уходит из трека.

Каково же пространственное распределение образующихся A^0, A^{++} и V_k-центров?

Ответ на этот вопрос дает исследование зависимости энергетического выхода от природы и концентрации активатора. Рассмотрим сцинтилляторы с различными сечениями захвата дырок активатором.

В кристаллах с малым сечением захвата дырки выходят из области перекрытия распределений, как показано на рис. 9.8,*а*. После рекомбинации V_k-центров с A^0-центрами в области перекрытия распределений останется некоторое количество A^0-центров.

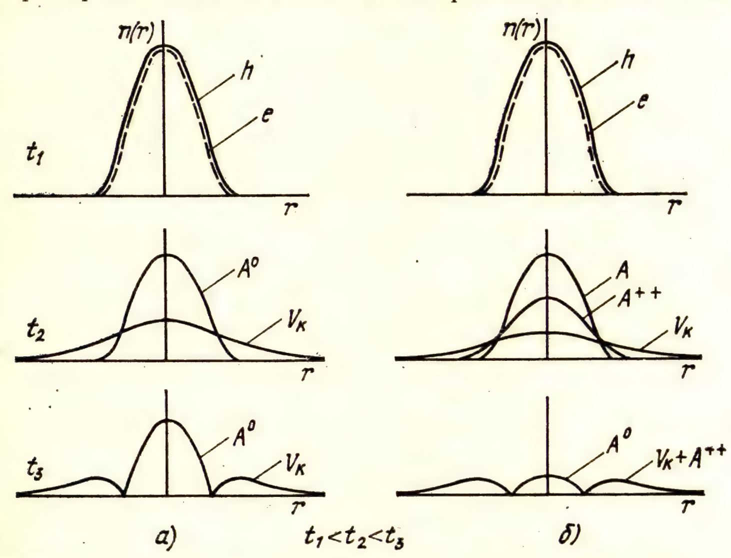


Рис. 9.8. Радиальное распределение A^0-, A^{++}- и $V_к$-центров в области трека α-частицы в кристалле CsI(Tl) с низкой концентрацией активатора в различные моменты времени после возбуждения (схематическое представление) — *а* и в NaI(Tl) — *б*

За пределами области перекрытий останутся V_k и A^{++}-центры. Таким образом, захваченные электроны и дырки оказываются пространственно разделенными.

В кристаллах CsI—Tl и NaI—Tl активаторные центры, захватившие электроны (A^0-центры), не стабильны. Распадаясь, A^0-центр дает электрон, который может рекомбинировать в области перекрытия с A^{++}-центром (электронная рекомбинация), а может быть захвачен обратно активаторным центром с образованием A^0. Длительность этого рекомбинационного процесса определяется временем жизни A^0-центра и расстоянием между A^0- и A^{++}-центрами.

Образовавшиеся вне области перекрытия A^{++}-центры не дают вклад в сцинтилляцию, так как для рекомбинации с ними электрону необходимо пройти большое расстояние, для чего требуется время, превышающее длительность сцинтилляции.

В кристаллах с большим сечением захвата дырок при большой концентрации активатора практически все V_k-центры могут быть захвачены в области перекрытия распределений, как показано на рис. 9.8,*б*. Очевидно, что в этом случае вклад электронной рекомбинации будет существенно больше.

Сравнение энергетического выхода сцинтилляционных кристаллов CsI(Tl) и NaI(Tl) позволяет предположить, что сечение захвата дырок на активаторе в кристаллах NaI(Tl) больше, чем в кристаллах CsI(Tl).

Таким образом, в рамках этой модели, учитывающей различное пространственное распределение локализованных электронов и дырок, можно объяснить причину существенного (более чем в 2 раза) различия энергетического выхода сцинтилляции в кристаллах на основе CsI(Tl) и NaI(Tl). Увеличение энергетического выхода в NaI(Tl) происходит вследствие того, что дополнительно к дырочной рекомбинации здесь происходит электронная рекомбинация.

Эта модель объясняет существенное различие энергетического выхода сцинтилляции и стационарной радиолюминесценции. При достаточно большом времени регистрации свечения все электроны и дырки (в том числе и пространственно разделенные) должны прорекомбинировать и энергетический выход (если нет процессов тушения) должен приближаться к предельному. Действительно, для кристаллов CsI(Tl) энергетический выход стационарной радиолюминесценции достигает $\sim 18\%$; для NaI (Tl) энергетический выход радиолюминесценции также существенно больше энергетического выхода сцинтилляции.

В следующем разделе приведено прямое доказательство определяющей роли дырочной рекомбинации в сцинтилляционном процессе.

Дырочная рекомбинация. Рекомбинация V_k-центра с A^0-центром осуществляется в результате диффузии V_k-центра к A^0-центру. Простейшая модель этого процесса — случайное блуждание частицы (V_k-центра) вдоль прямой с поглощающими гра-

ницами, роль которых играют A^0-центры (заметим, что в кристаллах CsI(Tl) осуществляется в основном именно такой процесс). Среднее время блуждания

$$\bar{t} = \frac{x(l-x)}{2D}; \quad t_{\text{макс}} = \frac{l^2}{8D}, \tag{9.17}$$

где l — среднее расстояние между A^0-центрами, зависящее от концентрации активатора; $0 \leqslant x \leqslant l$ ($t_{\text{макс}}$ при $x = l/2$).

При рекомбинации V_k — A^0-центров активаторный центр свечения возбуждается, время его жизни в возбужденном состоянии много больше времени диффузии V_k-центра к A^0-центру, поэтому время нарастания сцинтилляционного импульса будет в основном определяться средним временем диффузии V_k-центра к A^0-центру. Это время зависит от концентрации активатора и от температуры. Зависимость от температуры хорошо описывается формулой

$$\tau \approx \tau_0 \exp(\varepsilon/kT), \tag{9.18}$$

где ε — энергия активации диффундирующей частицы.

Оказалось, что величина ε не зависит от типа активатора, т. е. характеризует свойства самого кристалла и для CsI соответствует энергии активации V_k-центра, равной 0,13 эВ.

Таким образом, было установлено экспериментально, что в активированных кристаллах CsI быстрый перенос энергии (около 1—10 нс) осуществляется диффузией V_k-центров к A^0-центрам с энергией активации 0,13 эВ. Этой энергии активации соответствует пик термовысвечивания при температуре 55 К. Существует и второй пик термовысвечивания, связанный с V_k-центрами при 87 К. Энергия активации, соответствующая этому пику, равна 0,2 эВ.

Если энергии активации 0,13 эВ соответствует прямолинейное движение V_k-центра, то энергии активации 0,2 эВ соответствует движение V_k-центра с поворотом оси на 90°.

Существование двух видов движения дырок (прямолинейное и с поворотом) должно проявляться в экспериментах по определению энергии активации по зависимости времени нарастания сцинтилляционного импульса от температуры. Однако оценка времени дрейфа V_k-центров к центрам свечения для энергии активации 0,2 эВ показывает, что время нарастания такого импульса по порядку величины равно времени жизни возбужденного центра свечения * (около 10^{-6} с). Поэтому энергия активации 0,2 эВ в эксперименте, когда время диффузии V_k-центра к A^0-центру оценивается по положению максимума сцинтилляционного импульса, не проявляется.

Автолокализация дырок и образование V_k-центров—явление общее для всех ЩГК, нет основания считать, что в других сцинтилля-

---

* В этих условиях нарастание сцинтилляционного импульса происходит одновременно со спадом свечения, и для определения энергии активации V_k-центра необходим расчет, учитывающий также зависимость времени спада импульса от температуры.

торах этот механизм переноса энергии не работает. Различия заключаются в том, что, во-первых, энергия активации ε зависит от типа кристалла. Если она больше, чем в CsI, то скорость диффузии V_k-центра может оказаться настолько малой, что время диффузии V_k-центра будет сравнимо с временем жизни возбужденного центра. При большом времени диффузии V_k-центров (10^{-5}—10^{-4} с) кристаллы не могут применяться в качестве сцинтиллятора, однако в стационарном режиме с учетом медленных процессов энергетический выход таких кристаллов может быть достаточно большим. Во-вторых, в некоторых кристаллах возможен (кроме рассмотренного и дополнительно к нему) другой процесс переноса энергии к центру свечения. При большой концентрации активатора возбуждение от основного вещества к центру свечения может передаваться путем захвата «горячей» дырки с последующей рекомбинацией с ней свободного электрона, а также резонансным механизмом или переносом нерелаксированного экситона. Характерная особенность таких механизмов — их малая инерционность и независимость от температуры.

Исследования зависимости времени нарастания сцинтилляционного импульса от температуры для различных кристаллов показали, что:

время нарастания увеличивается с понижением температуры в соответствии с (9.18), причем значение величины ε соответствует энергии активации V_k-центра;

при достаточно низких температурах диффузия V_k-центров замораживается, и в кристаллах с малой и средней концентрацией активатора медленное активаторное свечение исчезает;

в кристаллах с концентрацией активатора $>10^{18}$ см$^{-1}$ отчетливо наблюдается быстрое активаторное свечение с временем нарастания $<10^{-9}$ с и спадом около 10—10 нс. Это свечение не зависит от температуры. Поэтому при достаточно низкой температуре наблюдается только быстрое активаторное свечение.

Доля быстрого активаторного свечения для CsI (Tl) составляет 2—3%. Для кристаллов NaI (Tl) быстрое свечение по интенсивности примерно равно медленному.

Электронная рекомбинация. Чтобы электронная рекомбинация могла произойти, необходимо образование в объеме кристалла дырочных центров рекомбинации. Захват горячих дырок происходит до их термализации (за время 10^{-12} с). Образование активаторного центра A^{++} в результате диффузии к активатору V_k-центра происходит за значительно большее время. Электроны после своего образования либо захватываются активатором с образованием A^0, либо рекомбинируют с захваченными в процессе термализации дырками. Электронная рекомбинация с захваченными в процессе термализации дырками происходит за очень короткое время, сравнимое с временем, необходимым для захвата электронов на A^+-центр.

После того, как эта быстрая электронная рекомбинация завершилась, создается типичная для всех щелочно-галоидных сцинтил-

ляторов ситуация, когда захваченные активатором электроны образовали A^0-центры, дырки автолокализовались и образовали V_k-центры. Следующий процесс — диффузия V_k-центров к активаторным центрам.

В процессе движения V_k-центров они либо захватываются активатором, образуя A^{++}-центры, либо рекомбинируют с A^0. Эти два процесса происходят одновременно. Соотношение между ними зависит от сечений захвата. Чем больше сечение захвата V_k-центров на A^+, тем больше образуется A^{++} и тем больше вклад электронной рекомбинации. (Заметим, что с увеличением плотности ионизации должна возрастать доля дырочной рекомбинации. В этом случае между V_k и A^0 оказывается меньше A^+, и поэтому увеличивается вероятность рекомбинации V_k с A^0.)

Электронная рекомбинация возможна только после захвата V_k-центра активатором, образованием A^{++}-центра и освобождением электрона A^0-центром. Очевидно, что электронная рекомбинация будет давать заметный вклад в сцинтилляционное свечение только в случае, если время жизни A^0-центра до диссоциации будет достаточно мало. Вместе с тем время жизни A^0-центра должно быть достаточно большим для того, чтобы к моменту его диссоциации в треке частицы уже не было бы V_k-центров. В противном случае будет происходить рекомбинация освободившихся электронов с V_k-центрами. Это приведет к уменьшению выхода активаторного свечения. Таким образом, время жизни A^0-центра должно быть больше времени диффузии V_k-центра к активатору с образованием A^0-центра.

Рассмотрение последовательности процессов, приводящих к возбуждению активаторных центров, показывает, что электронная рекомбинация во всех случаях — более длительный процесс, чем дырочная рекомбинация. Это обусловлено тем, что электронная рекомбинация происходит после того, как V_k-центр захватится активатором и образует A^{++}. Затем происходит диссоциация A^0-центра и электрон захватится дырочным центром. Для осуществления дырочной рекомбинации требуется только, чтобы V_k-центр захватился A^0-центром.

Поэтому нарастание сцинтилляционного импульса определяется дырочной рекомбинацией, а электронная рекомбинация дает вклад на более поздних стадиях и в ряде случаев, как, например, в сцинтилляторах на основе кристаллов NaI (Tl) на спаде сцинтилляционного импульса.

Каковы же условия эффективной электронной рекомбинации? Во-первых, V_k-центр должен захватиться активатором и образовать A^{++}. К этому времени, т. е. еще до того, как произошел захват V_k-центра, в треке частицы уже существуют A^0-центры. Поэтому дырочная рекомбинация будет эффективна только, если сечение захвата V_k-центров на A^+ будет больше сечения захвата A^0. Во-вторых, требуется, чтобы время жизни A^0-центра было меньше времени жизни A^{++}-центра и больше, чем время диффузии V_k-центра к A^+-центру.

Вклад электронной рекомбинации в сцинтилляционный процесс существенно зависит от перекрытия распределения A^0-центров и A^{++}-центров. Как уже упоминалось, большой вклад электронной рекомбинации в сцинтилляторах на основе NaI(Tl) объясняется тем, что распределения A^{++} и A^0 существенно перекрываются.

Электронная рекомбинация в кристаллах NaI (Tl) наблюдается при исследовании спадающих участков сцинтилляционного импульса. Исследование затухания сцинтилляционного импульса в кристаллах NaI (Tl) показало, что оно связано с термическим освобождением электронов с Tl^0-центров.

В кристаллах CsI (Tl) сечение захвата V_k-центров активатором существенно меньше. Это приводит к тому, что значительная часть V_k-центров уходит из области распределения A^0. В этих условиях вклад электронной рекомбинации в сцинтилляционный процесс мал. Энергетический выход сцинтилляции уменьшается, хотя энергетический выход радиолюминесценции (в которую дают вклад и медленные компоненты свечения) достаточно велик (около 18%).

Энергетический выход сцинтилляций, обусловленных электронной рекомбинацией, растет при уменьшении плотности ионизации. Это связано с ростом числа активарных центров между V_k- и A^0-центрами, что увеличивает вероятность образования A^{++}-центра. Поэтому следует ожидать, что при возбуждении кристалла β-частицами вклад электронной компоненты будет больше, чем при возбуждении α-частицами.

Исследование формы сцинтилляционного импульса в кристаллах CsI (Tl) показало, что в сцинтилляционном импульсе при облучении кристалла β-частицами присутствует медленная компонента свечения, которая не наблюдается при облучении кристалла α-частицами. Энергетический выход сцинтилляции при облучении β-частицами больше энергетического выхода при облучении α-частицами, что обусловлено именно вкладом этой компоненты.

Исследование природы медленной компоненты позволяет заключить, что она связана с рекомбинацией электронов с Tl^{++}-центрами.

Спектры свечения при электронной и дырочной рекомбинации. Может оказаться, что спектры свечения, возникающие после электронной и дырочной рекомбинации, будут различны. Соотношение между вероятностями дырочной и электронной рекомбинации зависит от плотности ионизации в треке частицы.

В связи с этим целесообразно исследовать зависимость спектра свечения от плотности ионизации. Простой эксперимент показывает, что спектры свечения, возбуждаемые α- и β-частицами, различны. Спектр, возбуждаемый α-частицами, сдвинут в желтую область по сравнению со спектром свечения, возбуждаемым β-частицами.

Кристалл CsI (Tl) помещался между двумя фотоумножителями с различными спектральными характеристиками. (Спектраль-

ные характеристики ФЭУ подобраны так, что один регистрирует преимущественно свечение из синей области спектра, а второй — из желтой.) Сигнал с выхода одного ФЭУ подавался на вертикальные пластины осциллографа, сигнал с выхода второго ФЭУ — на горизонтальные пластины. При прохождении через кристалл α- или β-частицы на экране осциллографа наблюдался луч, выходящий из начала координат. По существу мы получили векторное представление сигналов.

Как было показано ранее, угол наклона вектора определяет эффективную энергию спектра излучения. Эксперимент показал, что эффективная энергия спектра, возбуждаемого α-частицей, сдвинута в желтую область спектра.

Независимые эксперименты показали, что длительность синего свечения больше, чем желтого. Оказалось, что электрическое поле уменьшает медленную компоненту, смещает спектр в желтую область (т. е. электрическое поле гасит синее свечение).

Вся совокупность наблюдаемых фактов может быть объяснена если предположить, что желтое свечение обусловлено дырочной рекомбинацией, а синее свечение обусловлено электронной рекомбинацией.

Влияние плотности ионизации на энергетический выход сцинтилляции. На рис. 9.9 показано, как изменяется энергетический выход собственного и активаторного свечения кристалла CsI(Tl) от концентрации активатора при возбуждении сцинтиллятора β-частицами, α-частицами и осколками ядра. Из рис. 9.9 видно, что при большой плотности ионизации энергетический выход сцинтилляций меньше, чем при малых. При увеличении концентрации акти-

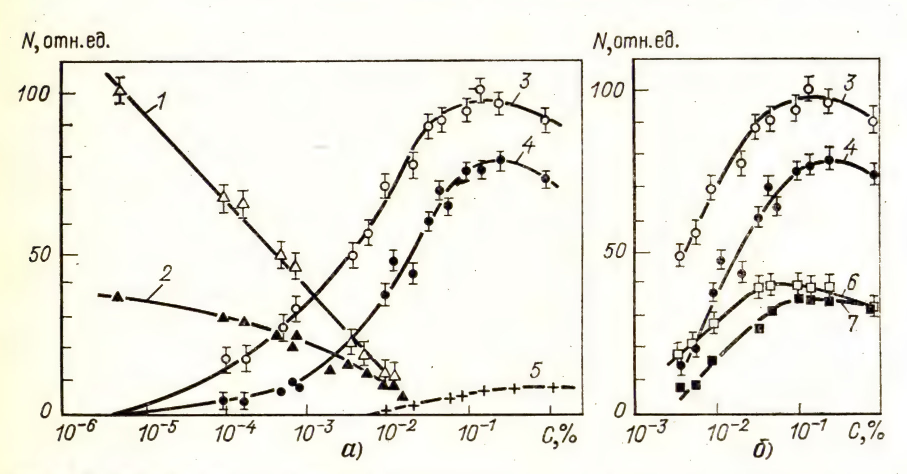


Рис. 9.9. Зависимость амплитуды сцинтилляционного импульса от концентрации активатора:

а: *1* — собственное свечение при возбуждении β-частицами; *2* — то же при возбуждении α-частицами; *3* — активаторное свечение при возбуждении β-частицами; *4* — при возбуждении α-частицами; *5* — при возбуждении осколками деления ядер; *б*: *3* и *4* — то же, что и на рис. 9.9,*а* при постоянной времени выходной цепи ФЭУ при $RC=1$ мкс; *6* и *7* — то же, но при $RC=0,4$ мкс

ватора энергетические выходы в собственной полосе уменьшаются, а в активаторной растут. Важно отметить, что энергетические выходы от частиц, дающих различную плотность ионизации при увеличении концентрации активатора, сближаются. Вместе с тем величина α-, β-отношения в собственной полосе остается больше α-, β-отношения для активаторной полосы во всем диапазоне концентраций активатора.

Введение активатора уменьшает вероятность рекомбинации электронов с V_k-центрами и вероятность рекомбинации электронов с нелокализованными дырками. Вероятность непосредственной рекомбинации электрона с дыркой увеличивается с увеличением плотности ионизации. Спектр излучения, возникающий в этом процессе, сдвинут в коротковолновую область. (По существу это междузонная рекомбинация электронов и дырок.)

Из рис. 9.9 видно, что при малой концентрации активатора энергетический выход собственного свечения при возбуждении β-частицами существенно больше, чем при α-возбуждении. Это означает, что значительная доля электрона в α-треке при малой концентрации активатора рекомбинирует с нелокализованными дырками. С увеличением концентрации активатора собственное свечение уменьшается на несколько порядков. Можно предположить, что все образовавшиеся электроны при большой концентрации активатора захватываются активатором как в треке β-частицы, так и в треке α-частицы. Подтверждением этому было бы равенство энергетического выхода в активаторной полосе для α- и β-сцинтилляции. Однако из рис. 9.9 видно, что α-, β-отношения меньше единицы во всем диапазоне концентраций активатора.

Означает ли это, что число образовавшихся A^0 в треке α-частицы меньше, чем в треке β-частицы? Оказывается, что «Нет, не означает», потому что энергетический выход сцинтилляции от α-частиц обусловлен только дырочной рекомбинацией, а выход сцинтилляции от β-частиц — дырочной и электронной. Так как электронная рекомбинация дает медленную компоненту свечения, то, подбирая соответствующим образом постоянные времени цепи фотоумножителя, оказывается возможным регистрировать в основном только быструю компоненту свечения. В этих условиях энергетический выход обусловлен только дырочной рекомбинацией. Как показано на рис. 9.9,*б*, α/β-отношение при большой концентрации активатора близко к единице.

Проведенный анализ не доказывает того, что электроны захватываются активатором как в треке β-частицы, так и в треке α-частицы (тем более, что для осколков ядра это явно не так), но безусловно подтверждает правильность модели сцинтилляционного процесса.

Анализ данных, приведенных на рис. 9.9, позволяет сделать еще одно заключение о зависимости процессов захвата и рекомбинации дырок от концентрации активатора. Ранее упоминалось о том, что при увеличении плотности ионизации вероятность захвата V_k-центра на A^+-центр уменьшается, потому что при этом

уменьшается число A^+-центров, находящихся между V_k-центром и A^0-центром. При уменьшении концентрации активатора происходит то же самое. Поэтому вклад электронной рекомбинации при уменьшении концентрации активатора должен возрастать. Увеличение α-, β-отношения при малой концентрации активатора можно объяснить увеличением роли электронной рекомбинации в β-треке.

9.4.5. Форма сцинтилляционного импульса

Как уже упоминалось, в щелочно-галоидных сцинтилляторах одновременно существуют два процесса, приводящие к свечению в различных спектральных областях: ультрафиолетовое свечение, связанное рекомбинацией электронов и V_k-центров, и активаторное свечение. Относительная доля того и другого зависит от концентрации активатора: в неактивированных кристаллах наблюдается только ультрафиолетовое свечение, при больших концентрациях активатора — в основном активаторное.

Форма импульса активаторного свечения определяется временем диффузии V_k-центров к A^0-центрам и временем жизни возбужденного центра свечения.

Форма импульса в ультрафиолетовой полосе определяется скоростью рекомбинации $e+V_k$ и временем жизни автолокализованного экситона.

Влияние температуры. Время нарастания активаторного импульса увеличивается с уменьшением температуры (от 8 нс при комнатной до 40 нс при 250 °С), время спада изменяется несущественно.

Время нарастания импульса свечения от $e+V_k$-рекомбинации не изменяется с изменением температуры, а время спада растет с уменьшением температуры.

Влияние концентрации активатора. При увеличении концентрации активатора время нарастания активаторного свечения уменьшается. Следует заметить, что число $A^0 \approx V_k$ (если пренебречь другими центрами захвата), и поэтому с увеличением концентра-

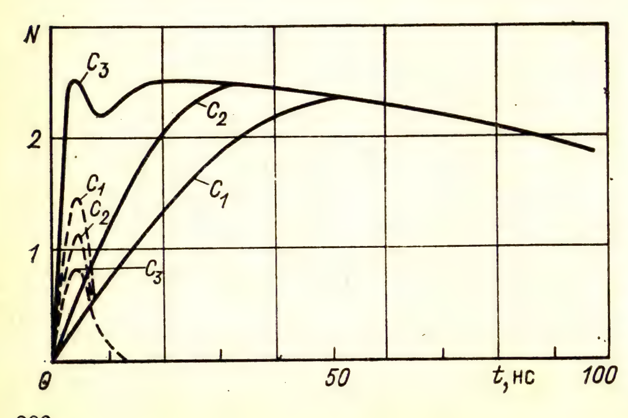


Рис. 9.10. Форма сцинтилляционного импульса в CsI(Tl) при различных концентрациях активатора C ($C_1<C_2<C_3$):

—— — активаторное свечение; — — — — — собственное ультрафиолетовое свечение; $t=20$ °С; $C_1=0{,}1\%$; $C_2=0{,}3\%$; $C_3=1\%$

ции активатора уменьшение расстояния между A^0-центрами происходит быстрее, чем это следует из концентрационной зависимости, в результате увеличения концентрации V_k-центров.

На рис. 9.10 приведены формы сцинтилляционных импульсов (при возбуждении электронами) в CsI (Tl) при различных концентрациях активатора C (C_1=0,1%, C_2=0,3%, C_3=1%).

Влияние плотности ионизации. При увеличении плотности ионизации время нарастания импульса уменьшается из-за уменьшения расстояния между A^0- и V_k-центрами. Эти расстояния, как показал эксперимент, существенно повышают вычисленные по плотности ионизации в треке α-частицы, что свидетельствует о том, что сцинтилляционный процесс протекает в треках δ-электронов.

9.4.6. Неорганические кристаллы с малым временем высвечивания

Одной из основных причин, ограничивающих быстродействие сцинтилляторов на основе щелочно-галоидных кристаллов, является быстрая автолокализация образовавшихся дырок. В сцинтилляторах, в которых вместо автолокализации происходил бы быстрый захват дырок на глубокие ловушки, являющиеся эффективными центрами захватов для электронов, можно было бы получить очень малое время нарастания. Подобрав активатор с малым временем высвечивания, можно было бы получить сцинтиллятор с малой длительностью сцинтилляционного импульса.

В качестве примера рассмотрим два типа неорганических сцинтилляторов, в которых не наблюдается промежуточная локализация носителей заряда: кристаллов на основе галоидных соединений кадмия и кристаллов сложных окислов элементов третьей группы Периодической системы элементов Д. И. Менделеева. Эти кристаллы обладают большой эффективностью регистрации рентгеновского и γ-излучения.

Кристаллы на основе галоидных соединений кадмия имеют время нарастания сцинтилляционного импульса около 5 нс и время спада 1—10 нс.

Кристаллы алюмоиттриевых гранатов, активированные церием и скандием, и активированные церием кристаллы алюмината иттрия имеют длительность импульса на один — полтора порядка меньше, чем лучшие щелочно-галоидные кристаллы.

Большой энергетический выход, примерно как у CsI (Tl) в сочетании с устойчивостью этих материалов к агрессивным средам делает перспективным их применение в экспериментальной физике и технике.

9.5. Сцинтилляционный процесс в инертных газах

9.5.1. Общая схема

В результате прохождения быстрой заряженной частицы через газ вблизи ее траектории образуются электроны, атомарные

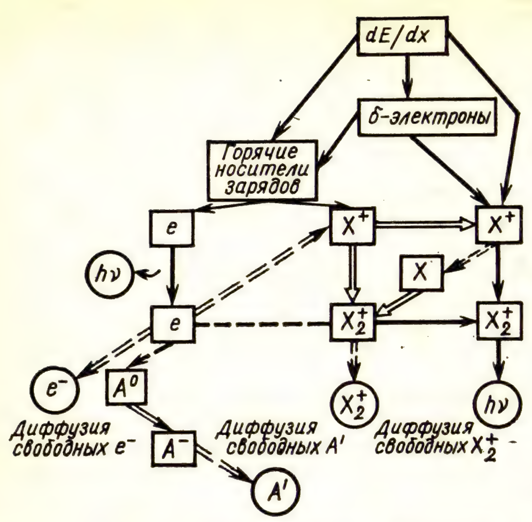


Рис. 9.11. Общая схема процессов в инертных газах

ионы X^+, возбужденные атомы X_2^* и возбужденные ионы $(X^+)^*$.

Исследование спектрального состава света сцинтилляции показало, что он совпадает со спектром возбужденных молекул. Таким образом, центром свечения в инертных газах является возбужденная молекула.

Из общей схемы преобразования энергии в веществе следует, что возбуждение центра свечения возможно двумя путями: первый путь связан с возбуждением основного вещества (и непосредственно центров свечения), второй — с рекомбинацией носителя заряда и последующим возбуждением центра. Эта общая схема для благородных газов преобразуется в схему, приведенную на рис. 9.11.

9.5.2. Возбужденные атомы

Возбужденные на высокие уровни атомы за время 10^{-11}—10^{-12} с, которое тем меньше, чем больше давление газа, переходят на нижние возбужденные уровни. Если атом с любого верхнего уровня перейдет в основное состояние, то будет испущен фотон, который поглотится соседним атомом. Такое «пленение» излучения, обусловленное резонансным поглощением, фактически увеличивает время жизни возбужденных атомов в газе относительно переходов в основное состояние. Поэтому в конце концов либо все атомы попадут на метастабильные уровни, либо они выйдут из объема, либо произойдет тушение. Из-за большого времени жизни атома в возбужденном состоянии вероятность их взаимодействия с окружающими атомами довольно велика. Происходит реакция

$$X^* + 2X \rightarrow X_2^* + X \qquad (9.19)$$

с образованием возбужденной молекулы.

Время этой реакции обратно пропорционально плотности газа (концентрации атомов n):

$$\tau \sim \frac{1}{\alpha_1 n^2}, \qquad (9.20)$$

где α_1 меняется от $2{,}5 \cdot 10^{-34}$ (для гелия) до 10^{-31} см^6/с (для криптона). При нормальном давлении $\tau \sim 10^{-6}$ с в легких газах и

10^{-7}—10^{-8} с в тяжелых инертных газах. Фотон, испускаемый молекулой при переходе ее в основное состояние, естественно, не будет резонансным для нейтральных атомов и поэтому свободно выйдет из газа.

Возбужденные на высокие уровни атомы газа, кроме реакции (9.19), могут вызвать реакцию

$$X^* + X \rightarrow X_2^+ + e \qquad (9.21)$$

с образованием молекулярного иона и электрона, который термализуется на некотором расстоянии от иона. Таким образом, все возбужденные атомы X^* переходят в возбужденные ионы. При этом некоторая часть энергии превращается в тепловую.

9.5.3. Ионизованные атомы

Образовавшийся атомарный ион, сталкиваясь с атомами газа, образует молекулярный ион X_2^+:

$$X^+ + 2X \rightarrow X_2^+ + X. \qquad (9.22)$$

Характерное время реакции определяется соотношением (9.20), в котором $\alpha_1 = 5(10^{-32}—10^{-31})$ см$^6 \cdot$с$^{-1}$. При нормальном давлении ($n = 2{,}7 \cdot 10^{19}$ см$^{-3}$) время протекания реакции (9.22) составляет около 10^{-8} с. Вероятность рекомбинации электрона с молекулярным ионом в 10^3 раз больше, чем с атомарным, поэтому практически все образовавшиеся электроны рекомбинируют с молекулярными ионами или уходят из трека.

9.5.4. Электронно-ионная рекомбинация

Рекомбинация происходит в одном из следующих (наиболее вероятных) процессов:

$$X_2^+ + e + X \rightarrow X_2^* + X; \qquad (9.23)$$

$$X_2^+ + 2e \rightarrow X_2^* + e. \qquad (9.24)$$

В реакции (9.24) электрон рекомбинирует с ионом X_2^+, а выделившаяся потенциальная энергия частично идет на возбуждение молекулы, а частично передается другому электрону. Коэффициент рекомбинации составляет $\sim 10^{-26}\ n_e/T^{9/2}$ см^3/с (n_e — плотность электронов; T — температура электронов, эВ). В плазме, образующейся в газе тяжелыми частицами, например на следе α-частиц в гелии, при давлении $7 \cdot 10^5$ Па $n_e \approx 10^{15} \div 10^{16}$. Считая, что электроны в треке термализовались ($T \approx 1/40$ эВ), получаем для коэффициента рекомбинации значение около 10^{-4} см^3/с.

В треках легких частиц наиболее вероятна реакция (9.23). Энергия, выделяющаяся при рекомбинации, передается атому газа X, другая часть энергии идет на возбуждение молекулы газа. Коэффициент рекомбинации α в этом случае пропорционален давлению газа p и для гелия составляет 10^{-11} см^3/с ($p \approx 10^2$ Па). При атмосферном давлении $\alpha \approx 10^{-8}$ см^3/с.

Таким образом, в результате рекомбинации электронов и ионов во всех случаях образуются возбужденные молекулы, которые переходят в основное состояние с испусканием фотона.

Существование сцинтилляций, обусловленных рекомбинацией электронов с ионами в треках ионизирующих частиц, подтверждается тем, что в электрическом поле, препятствующем рекомбинации электронов и ионов, амплитуда сцинтилляционного импульса уменьшается.

9.5.5. Образование плазмы

В отличие от легкой частицы α-частица и многозарядные ионы с энергиями около 10^6 эВ образуют трек с существенно большей концентрацией зарядов. Диффузия электронов происходит в электрическом поле ионов. Величина смещения Δl будет определяться здесь совместной диффузией электронов и ионов (амбиполярной диффузией).

Если радиус трека r будет больше дебаевского радиуса r_D, то в треке частицы образуется плазма. В этих условиях возможна рекомбинация электронов с ионами в самом треке. Число пар ионов на пути в 1 см частицы для образования плазмы должно быть больше, чем $4{,}5 \cdot 10^4$ см$^{-1}$. Это условие осуществляется уже в треках α-частиц в газе при атмосферном давлении. Поэтому в треках тяжелых частиц в газе частично происходит рекомбинация.

Роль рекомбинации можно оценить, исследуя сцинтилляционный процесс на треке заряженной частицы. Экспериментально было установлено, что при $\eta > 2 \cdot 10^5$ см$^{-1}$ наложение внешнего электрического поля уменьшает амплитуду сцинтилляционного импульса, что обусловлено уменьшением вклада в сцинтилляции электронно-ионной рекомбинации.

Эти результаты хорошо коррелируют с исследованиями зависимости амплитуды импульса в ионизационной камере от напряженности электрического поля. Амплитуда электрического импульса растет с увеличением поля, достигая насыщения, что свидетельствует о полном вытягивании электронов из трека. При этом сцинтилляционный импульс имеет наименьшую амплитуду.

Сравнивая амплитуду импульса в ионизационной камере при полном собирании ионов с амплитудой импульса при рекомбинации в треке (при небольшой напряженности внешнего поля), можно определять величину линейной плотности ионизации. При увеличении линейной плотности ионизации это соотношение будет расти и будет расти вклад рекомбинационной компоненты сцинтилляции.

При одной и той же линейной плотности ионизации, но различном давлении газа число рекомбинаций в треке растет с увеличением давления. Это приводит к увеличению амплитуды сцинтилляции. При давлении 10^5 Па процесс рекомбинации дает увеличение выхода сцинтилляции от 20 (для неона) до 50% (для ксенона).

Таким образом, в отличие от трека легкой заряженной частицы трек тяжелой частицы при $\eta > 2\cdot 10^5$ см$^{-1}$ представляет собой плазму, состоящую из электронов, ионов, а также возбужденных атомов и молекул.

Как уже упоминалось, при увеличении плотности газа роль рекомбинации в треке растет. Но даже в конденсированных инертных газах (если они очищены от электроотрицательных примесей) электроны и ионы трека полностью разделяются электрическим полем. Поэтому инертные газы находят широкое применение в качестве рабочих сред детекторов, основанных на ионизационном методе.

9.5.6. Высвечивание возбужденных молекул

Возбужденная молекула за время 10^{-6}—10^{-8} с высвечивает фотон с энергией 7—9 эВ и при этом диссоциирует:

$$X_2^* \to h\nu + X + X. \qquad (9.25)$$

9.5.7. Энергетический выход

Во всех инертных газах примерно 60% энергии быстрой частицы затрачивается на ионизацию атомов, 20% тратится на возбуждение атомов и 20% уносится электронами, имеющими среднюю энергию $0{,}3I_и$ ($I_и$ — потенциал ионизации атома).

Без учета рекомбинации и гашения газовый сцинтиллятор имеет энергетический выход $\eta_k \approx 0{,}2$. Обычно в экспериментальных исследованиях значение η_k меньше. Это указывает на заметные потери энергии быстрой частицы в процессе ее преобразования в световой импульс.

С увеличением атомного номера газа сцинтилляционная эффективность растет.

Вклад рекомбинационных процессов в свечение увеличивается при увеличении плотности ионизации. Это приводит к увеличению (при одинаковой поглощенной энергии) числа фотонов при регистрации сильноионизирующих частиц. При одинаковой поглощенной энергии амплитуда сцинтилляционного импульса для α-частиц больше, чем для электронов, а для осколков деления больше, чем для α-частиц. Наложение электрического поля уменьшает это различие, что доказывает рекомбинационную природу явления.

При увеличении давления рекомбинационная компонента растет, но увеличивается вероятность процессов гашения. Это приводит к немонотонной зависимости выхода от давления — сначала он растет, затем падает.

9.5.8. Форма импульса и спектр свечения

Сцинтилляционный импульс имеет по крайней мере два компонента: медленный и быстрый. Длительность быстрого компонента $\tau_б$ составляет $7\cdot 10^{-9}$ с в ксеноне и $4\cdot 10^{-9}$ с в криптоне. Длитель-

ность медленного компонента уменьшается с ростом давления. Так, при $p=8,5\cdot10^5$ Па $\tau_м\approx2,6\cdot10^{-8}$ с и при $p=4,1\cdot10^6$ Па $\tau_м\approx$ $\approx1,8\cdot10^{-8}$ с.

Спектр свечения быстрого компонента лежит в области близкого ультрафиолета и видимого света (200—500 нм). Спектр свечения медленного компонента относится к области вакуумного ультрафиолета. Основная доля свечения (более 80%) приходится на медленный компонент.

9.6. Сцинтилляционный процесс в органических веществах

9.6.1. Общая схема

Генерационные процессы сходны во всех типах органических сцинтилляторов. Заряженная частица создает на своем пути ионизованные и возбужденные молекулы, а также радикалы, образующиеся в результате диссоциации сложных молекул. Экспериментально установлено, что в случае органических газов относительные доли энергии ионизирующей частицы, затраченной на возбуждение и на ионизацию, относятся примерно как 2 : 1. Можно полагать, что и для конденсированных состояний примерно две трети энергии быстрой частицы тратится на возбуждение молекул.

В одинарных веществах так же, как и в бинарных (растворитель и растворенный в нем сцинтиллятор), молекулы основного вещества переходят в высоковозбужденные состояния S_n. Образовавшиеся в треке носители заряда рекомбинируют за время 10^{-11} с. При рекомбинации молекула может перейти в высшее синглетное S_n или высшее триплетное состояние T_k. Предполагают, что при рекомбинации на одно синглетное состояние образуются три триплетных.

Вслед за возбуждением молекул (по двум каналам) в одинарных системах происходят процессы, описанные при рассмотрении модели центра свечения. Эти процессы заканчиваются флуоресценцией основного вещества.

В бинарных системах вслед за возбуждением молекул основного вещества происходит эффективный перенос энергии к молекулам растворенного вещества. Установлено, что основную роль играет резонансный механизм переноса энергии. Возбужденные молекулы растворенного вещества пе-

Рис. 9.12. Общая схема процессов в органических сцинтилляторах

реходят на основной уровень S_0, т. е. процесс также заканчивается флуоресценцией или фосфоресценцией, но не основного, а растворенного в нем вещества. Процессы, происходящие в органических сцинтилляторах, схематически изображены на рис. 9.12.

9.6.2. Форма импульса и спектр свечения

Экспериментально было установлено, что сцинтилляционный импульс в органических сцинтилляторах содержит два явно выраженных компонента: быстрый (10^{-9} с) и медленный (10^{-7}—10^{-4} с). Относительные интенсивности компонентов зависят от плотности ионизации и природы частицы так, что формы импульсов для тяжелых и легких частиц различны (см. рис. 9.3).

Исследование показало, что как быстрый, так и медленный компоненты сцинтилляции имеют одинаковый оптический спектр, обусловленный переходом с первого возбужденного синглетного уровня S_1 на основной уровень S_0. Возможно, что медленный компонент обусловлен медленной флуоресценцией, а быстрый — обычной флуоресценцией.

Существенное различие в форме импульса для частиц различной природы позволяет производить раздельную регистрацию нейтронов и γ-квантов.

Для всех органических сцинтилляторов энергетический выход уменьшается при увеличении плотности ионизации. Отношение выходов при регистрации α-частиц и электронов (α/β отношение) равно примерно 0,1.

9.7. Влияние внешнего электрического поля на сцинтилляционный процесс

Внешнее электрическое поле может существенно изменить характеристики сцинтилляторов. Так, электрическое поле может уменьшить амплитуду на выходе газового сцинтиллятора, изменить длительность сцинтилляционного импульса в ЩГС, в определенных условиях может существенно увеличить свечение, вызываемое заряженной частицей, а также вызвать свечение невозбужденного люминофора — электролюминесценцию.

Анализ этих данных показывает, что электрическое поле может влиять на все три этапа сцинтилляционного процесса.

1. Влияние электрического поля на генерационный этап возбуждения основного вещества наиболее ярко выражено в газовых сцинтилляторах. Образованные первичной частицей свободные электроны ускоряются электрическим полем и в свою очередь возбуждают атомы газа, что приводит к усилению свечения на несколько порядков. Время памяти сцинтиллятора в этом процессе определяется временем жизни свободных электронов, образованных ионизирующей частицей.

2. Влияние электрического поля на миграционный этап в сцинтилляторах на основе благородных газов приводит к уменьшению

амплитуды импульса за счет уменьшения числа рекомбинаций, а в ЩГС приводит к уменьшению времени нарастания импульса за счет увеличения скорости диффузии V_k-центра. Время памяти сцинтиллятора в первом случае определяется временем жизни электронов, а во втором — временем диффузии V_k-центров к A^0-центрам.

3. Влияние электрического поля на возбужденный центр может привести к уменьшению времени жизни центра и к его ионизации. Время памяти в этом процессе определяется временем жизни центра свечения.

Необходимо отметить, что усиление свечения в газах с помощью электрического поля нашло широкое применение и привело к созданию нового типа детектора — пропорционального счетчика с регистрацией свечения *. Энергетическое разрешение таких детекторов значительно лучше, чем у газовых пропорциональных детекторов. Выход света на несколько порядков больше, чем от кристалла CsI(Tl).

9.8. Моделирование сцинтилляций короткой вспышкой излучения

Рассмотрим возможности моделирования сцинтилляций с помощью короткой вспышки (импульса) ионизирующего излучения. Такое моделирование возможно при соблюдении по крайней мере двух условий: во-первых, длительность вспышки ионизирующего излучения должна быть существенно меньше длительности процессов, происходящих в треке частицы, и, во-вторых, число частиц в импульсе излучения должно быть меньше определенного. Это число выбирается из условия, чтобы взаимодействие между треками в объеме детектора не происходило. (За время, характерное для длительности отдельной сцинтилляции.) Это означает, что среднее расстояние между треками, образующимися в результате импульсного облучения детектора, должно быть больше определенной величины.

При увеличении числа частиц в импульсе увеличивается число треков в единице объема детектора. Среднее расстояние между треками уменьшается, и это приводит к увеличению влияния эффектов, связанных с взаимодействием носителей заряда, образовавшихся в соседних треках (т. е. к взаимодействию между треками).

Такое взаимодействие приводит к увеличению числа актов рекомбинации и, следовательно, к увеличению энергетического выхода. Второй эффект — уменьшение времени нарастания «сцинтилляционного» импульса — свидетельствует об уменьшении среднего расстояния между рекомбинирующими носителями заряда. Это в свою очередь позволяет утверждать, что происходит пространственное и временно́е перекрытие треков частиц.

---

* Правильнее называть: пропорциональный газовый электролюминесцентный детектор.

Если число частиц в импульсе излучения достаточно мало, то можно исключить взаимодействие между треками. Тогда действие короткого импульса можно рассматривать как действие частиц, вызывающих сцинтилляции, не влияющие друг на друга. Если при этом длительность импульса излучения существенно меньше длительности сцинтилляционного процесса, то моделирование сцинтилляции коротким импульсом ионизирующего излучения вполне оправдано.

С другой стороны, исследование зависимости формы светового импульса от интенсивности короткой вспышки ионизирующего излучения позволяет определить характерные размеры трека частицы. Исследование зависимости энергетического выхода от числа частиц в импульсе позволяет определить размеры областей, перекрытия которых обусловливают междутрековое взаимодействие зарядов.

9.9. Регистрация световых вспышек

Как уже упоминалось, регистрация световых вспышек осуществляется с помощью различных фотоприемников. Здесь мы кратко рассмотрим особенности применения ФЭУ, ППД, а также возможности визуального наблюдения сцинтилляций.

Обычный ФЭУ (см. рис. 9.1) имеет площадь фотокатода несколько десятков квадратных сантиметров. Фотоэлектроны, вылетающие из фотокатода, ускоряются и фокусируются на первый динод, состоящий из материала с высоким коэффициентом вторичной эмиссии (обычно от 3 до 5 для первичных электронов с энергиями 100 эВ и 10 для электронов с энергиями 600—1000 эВ). Вторичные электроны в свою очередь ускоряются и фокусируются на второй динод. Этот процесс при большом числе динодов (около 16) позволяет получить усиление 10^8. Фотоны попадают на фотокатод из различных участков сцинтиллятора.

Для получения лучшего пространственного разрешения применяют так называемые канальные умножители. Диаметр канала от единиц до нескольких микрометров, длина до нескольких миллиметров. Внутренние стенки канала представляют собой непрерывный динод, к противоположным концам которого приложена разность потенциалов. Электроны, входящие в канал с катода, ударяются о стенку и выбивают вторичные электроны. Под действием ускоряющего электрического поля эти электроны перемещаются вдоль оси канала. Большое число таких умножителей, собранных в матрицу, образует микроканальную пластину. Такая пластина обладает хорошим пространственным разрешением, что позволяет применять ее для переноса и усиления изображения.

Применение ЭОП позволяет наблюдать светящиеся «треки» заряженных частиц в объеме сцинтиллятора.

9.9.1. Длительность световой вспышки

Длительность световой вспышки в какой-либо точке, например на поверхности фотокатода, не совпадает с длительностью сцин-

тилляции. Различие заключается в том, что наблюдаемая длительность вспышки определяется размерами области, в которой возникла сцинтилляция. Для частиц большой энергии размеры светящейся области могут достигать нескольких метров. Длительность вспышки от светящегося следа длиной несколько метров превышает длительность сцинтилляции примерно на 10^{-8} с. Если учесть многократные отражения от стенок сцинтиллятора, то различие может оказаться еще бо́льшим.

9.9.2. Собирание света сцинтилляций на поверхность фоторегистратора

Свет от сцинтилляции может попасть на фоторегистратор тремя путями: 1) непосредственно из области сцинтилляции; 2) после отражений (зеркального или дуффузного) от поверхности сцинтиллятора или специальных отражателей; 3) через поверхность, не контактирующую со сцинтиллятором (в случае, если площадь фотокатода больше площади сцинтиллятора). Например, для пластмассового сцинтиллятора размерами $50\times50\times6$ мм с полированными гранями, установленного узкой гранью непосредственно на катод ФЭУ, соотношение между первым, вторым и третьим составляло 25, 55 и 20%.

Из приведенных соотношений видно, что больше 50% света сцинтилляций передается на фотокатод за счет полного внутреннего отражения. Нарушение условий полного внутреннего отражения приводит к заметному ухудшению собирания света. Существенно увеличивает собирание света применение отражателей в виде колпаков, не находящихся в оптическом контакте со сцинтиллятором. Наилучшее собирание света дает оксид магния, мел и алюминиевая фольга. Применение покрывающих сцинтиллятор колпаков с такими покрытиями увеличивает собирание света сцинтиллятора на 30—40%.

Большое значение имеет качество оптического контакта сцинтиллятора с поверхностью фотокатода. Нарушение оптического контакта ухудшает собирание света для пластических сцинтилляторов примерно в 2 раза, для сцинтилляторов с большим показателем преломления ухудшение может достигать бо́льших величин (в зависимости от геометрии сцинтиллятора).

Матирование поверхности сцинтиллятора ухудшает собирание света для пластических и увеличивает для неорганических сцинтилляторов с большим показателем преломления.

В ряде случаев между сцинтиллятором и фотокатодом необходимо помещать световод. Лучшими являются сплошные световоды из плексигласа или стекла, работающие на полном внутреннем отражении. Заметим, что световоды существенно уменьшают влияние неоднородности чувствительности фотокатода. Полые световоды дают худшие результаты. Для полых световодов наилучшим покрытием является серебро.

Существенно расширяет возможности сцинтилляционных детекторов применение волоконных световодов. Волоконные световоды обладают хорошей прозрачностью и передают практически без потерь направленное излучение *. Если же излучение (как в случае сцинтиллятора) не направлено, то доля света, прошедшего через световод, сильно зависит от угла, под которым видна сцинтилляция с поверхности световода, и может составлять сотые доли от полной интенсивности. Вместе с тем влияние качества оптического контакта между световодом и фотокатодом здесь существенно меньше, чем для сплошных световодов.

Волоконный световод может играть роль линии задержки. Короткая вспышка света, регистрируемая одним ФЭУ с помощью световодов различной длины, дает на выходе ФЭУ серию сдвинутых по времени друг относительно друга импульсов. Уширение короткого импульса составляет несколько десятков наносекунд на длине световода в 1 км.

Эффективность собирания фотонов, образовавшихся в объеме сцинтиллятора, на чувствительную поверхность фоторегистратора зависит от формы и размеров сцинтиллятора и может достигать значения 0,8.

9.9.3. Фотоэффект

Весьма существенным процессом при регистрации сцинтилляции является преобразование световой вспышки в поток электронов. Этот процесс осуществляется при попадании фотонов на фотокатод ** вакуумного (ФЭУ), газоразрядного (фоточувствительный газоразрядный счетчик) или полупроводникового фотоэлемента.

Вакуумные фотоэлементы. В вакуумных фотоэлементах и ФЭУ образовавшиеся в фотокатоде фотоэлектроны должны выйти с поверхности в вакуум. Чем больше толщина фотокатода, тем большая доля фотонов в нем поглотится, вместе с тем доля образовавшихся фотоэлектронов, выходящих в вакуум, с увеличением толщины фотокатода уменьшается. Поэтому для вакуумного фотоэлемента существует оптимальная толщина фотокатода, при которой число фотоэлектронов достигает максимального значения. Толщина эта ограничена пробегом фотоэлектронов в материале фотокатода и обычно составляет 300—400 Å. Поэтому эффективность фотокатода обычно не превышает 0,1—0,15.

Спектральные характеристики фотоэлементов с наиболее широко применяющимися фотокатодами приведены на рис. 9.13,*а*. Коротковолновая часть спектра ограничена свойствами прозрачной подложки. В данном случае фотокатоды нанесены на увиолевое стекло.

* Для световодов из кварцевого стекла в диапазоне длины волн 1,2—1,6 мкм минимум оптических потерь составляет $5 \cdot 10^{-7}$ см$^{-1}$ ($\sim$0,2 дБ на 1 км).

** Фотокатодом будем называть часть любого устройства, в котором происходит фотоэффект.

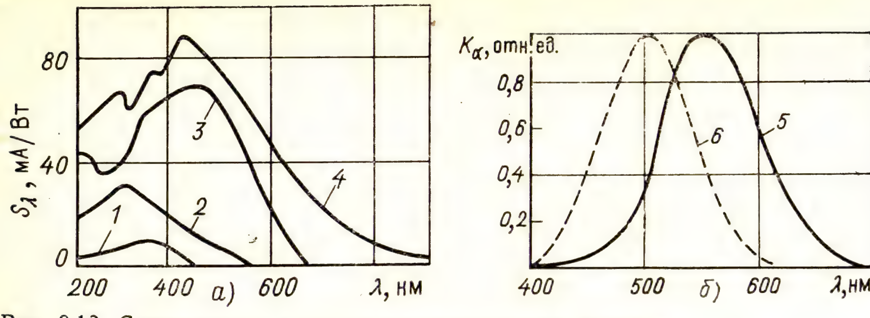


Рис. 9.13. Спектральные характеристики детекторов фотонов:

а — спектральные характеристики фотокатодов на подложке из увиолевого стекла; *б* — спектральные характеристики глаза человека: *1* — Na_3Sb; *2* — K_3Sb; *3* — Cs_3Sb; *4* — $N_2K(CsSb)$; *5* — дневное зрение; *6* — ночное зрение

Существенно большую толщину, а следовательно, и эффективность фотокатода можно получить, применяя материалы с «отрицательным сродством к электрону», т. е. вещества, у которых уровень вакуума расположен ниже минимального уровня зоны проводимости. Электроны, термализовавшиеся в объеме такого вещества и достигшие поверхности, могут выйти в вакуум, поскольку потенциальный барьер отсутствует. Глубина, с которой электрон может выйти в вакуум, определяется не его пробегом, а расстоянием, на которое он может диффундировать. Последнее же определяется временем жизни электрона в веществе катода, коэффициентом диффузии и напряженностью электрического поля.

Полупроводниковые фотоэлементы. Для полупроводниковых детекторов положение существенно отличается тем, что образование фотоэлектронов и поглощение их энергии происходит в объеме самого элемента (внутренний фотоэффект). Это приводит к тому, что энергия образования одной электронно-дырочной пары $\omega_и$ в них оказывается существенно меньше, чем энергия, идущая на образование одного электрона в случае применения ФЭУ. Поэтому число пар носителей $N_{кд}$ на выходе полупроводникового детектора будет больше, чем число электронов, выходящих с катода ФЭУ и попадающих на первый динод.

Число электронно-дырочных пар на выходе полупроводника при поглощении в сцинтилляторе энергии $E_п$

$$N_{кд} = \frac{E_п}{h\nu}\eta_{кп}\eta_с\eta_{кэ}\eta_к, \tag{9.26}$$

где $\eta_{кэ}$ — эффективность собирания зарядов; $\eta_{кп}$ — квантовая эффективность ППД.

Сравнение ФЭУ и ППД. Сравним число пар носителей заряда на выходе полупроводникового детектора $N_{кд}$ с числом электронов, попадающих на первый динод ФЭУ, $N_{эд}$, воспользовавшись

соотношениями (9.5), (9.2) и (9.26):

$$\frac{N_{кд}}{N_{эд}}=\frac{\eta_{кп}}{\gamma}\frac{\eta_{кэ}}{\eta_{э}}, \tag{9.27}$$

где $\eta_{кп}$ — квантовая эффективность полупроводника; γ — квантовая эффективность фотокатода; $\eta_{кэ}$ — эффективность собирания зарядов; $\eta_{э}$ — эффективность собирания электронов на первый динод ФЭУ. Обычно $\eta_{кэ}\approx\eta_{э}$ и $\eta_{кп}\approx 10\gamma$, поэтому число носителей на выходе полупроводникового детектора $N_{кд}$ примерно на порядок больше, чем $N_{эд}$. Поскольку величины $N_{эд}$ и $N_{кд}$ в итоге определяют флуктуации величины сигнала, это обстоятельство является важным. Энергетическое разрешение ППД+сцинтиллятор в принципе лучше, чем энергетическое разрешение сцинтиллятор+ФЭУ.

Наблюдение фотонов глазом человека. Общеизвестно, что впервые сцинтилляции от α-частиц, попадающих на экран сернистого цинка, наблюдались визуально с помощью спинтарископа. Уже из этих опытов следовало, что адаптированный к темноте (для этого требуется 30—40 мин) глаз человека способен регистрировать короткую световую вспышку, содержащую несколько сотен фотонов.

Дальнейшие исследования, проведенные С. И. Вавиловым, показали, что глаз человека способен регистрировать вспышку света состоящую всего из нескольких десятков фотонов, т. е. в этом отношении не уступает ФЭУ, работающему в одноэлектронном режиме. Однако разрешающее время зрительного анализатора примерно в 10^8 раз хуже, чем ФЭУ.

Самым удивительным свойством зрительного анализатора человека является огромный рабочий диапазон освещенности, который составляет 10^{10} (напомним, что изменение уровня освещения от лунной ночи до солнечного дня соответствует примерно 10^6).

Спектральная чувствительность глаза — так называемая кривая видности — изменяется в зависимости от уровня освещенности: при дневной адаптации ее максимум находится при 550 нм, а при темновой — при 510 нм (рис. 9.13,*б*).

9.9.4. Усиление электрического сигнала

В любом типе фотоприемника происходит преобразование света в электрический сигнал. Число фотоэлектронов от сцинтилляции составляет в зависимости от типа сцинтиллятора и природы регистрируемой частицы от единицы до нескольких сотен. Чтобы зарегистрировать такое количество электронов макроскопическим устройством, необходимо усиление. В ФЭУ осуществляется размножение электронов в результате вторичной электронной эмиссии с динодов. В случае применения полупроводников необходимо внешнее усиление электрического сигнала с помощью усилителя.

9.9.5. Длительность электронного импульса

Длительность электронного импульса при действии на фотоприемник мгновенного импульса света определяется процессами, происходящими в его объеме.

В фотоумножителе электронный импульс является суммой одноэлектронных импульсов, а длительность одноэлектронного импульса определяется разбросом времени пролета электронов между электродами примерно 10^{-9} с.

В экспериментах, требующих высокого временного разрешения, применяются ФЭУ специальной конструкции с динодами специальной формы, обеспечивающей изохронность траекторий электронов на отдельных участках.

В полупроводниковых фотоприемниках длительность импульса определяется временем собирания носителей заряда и составляет в зависимости от длины дрейфового промежутка и напряженности электрического поля в объеме детектора 10^{-9}—10^{-8} с. В отличие от электронного импульса ФЭУ, который сдвинут во времени по отношению к моменту возникновения фотоэлектронов на время пролета, в полупроводниковом детекторе электрический импульс начинается в момент попадания электронов в его объем.

9.10. Характеристики сцинтилляционных детекторов

9.10.1. Пропорциональность детектора

Характеристики сцинтилляционного детектора определяются характеристиками сцинтиллятора и ФЭУ (или другого фотоприемника) и некоторой величиной, зависящей от согласования этих характеристик.

Сцинтилляционный детектор в принципе является пропорциональным, поэтому можно найти условия, при которых сигнал на выходе детектора пропорционален поглощенной в детекторе энергии.

Пропорциональность сцинтилляторов. В большинстве сцинтилляторов наблюдается зависимость величины сигнала (амплитуды импульса) от энергии (скорости) частицы. В области низких энергий наблюдается нарушение прямой пропорциональности между сигналом и энергией частицы. Это нарушение связано с увеличением плотности ионизации, создаваемой частицей при взаимодействии с веществом.

Эффекты плотности ионизации очень сильно выражены в органических сцинтилляторах. (Напомним, что α/β — отношение для органических сцинтилляторов — равно 0,1).

Линейность ФЭУ. В оптимальном режиме работы фотоэлектронный умножитель является линейным устройством. Нарушение линейности легко обнаружить экспериментально с помощью двух источников света. Если каждый из источников дает на выходе ФЭУ сигнал a, то одновременное действие двух источников в случае нарушения линейности дает сигнал $<2a$. Нарушение линей-

ности при увеличении интенсивности световой вспышки вызывается двумя причинами: образованием объемных зарядов и уменьшением коэффициента вторичной электронной эмиссии динодов при большой плотности тока. Обе эти величины зависят от рабочего напряжения и распределения напряжения между динодами. Поэтому выбору делителя напряжения следует уделять достаточное внимание.

Объемный заряд сказывается особенно сильно в случае коротких импульсов света, т. е. для детекторов с органическими или газовыми сцинтилляторами.

Линейность выхода ФЭУ в токовом режиме легко проверить с помощью двух источников света постоянной интенсивности, которые можно помещать на различных расстояниях от ФЭУ. Метод основан на определении линейности (см. гл. 2).

Пусть при действии источника S_1 ток на выходе ФЭУ равен I_1, а при действии источника S_2 равен I_2. Тогда одновременное действие обоих источников в случае, если выход ФЭУ линеен, дает ток I_1+I_2. Теперь один из источников (например, S_1) помещают на таком расстоянии S_3 от ФЭУ, что ток на выходе ФЭУ равен I_1+I_2. Источник S_2 помещают на таком расстоянии, что ток на выходе ФЭУ равен I_3. Тогда при одновременном действии обоих источников и линейности выхода ФЭУ ток на выходе ФЭУ равен $I_1+I_2+I_3$. Повторяя описанную процедуру, можно исследовать линейность ФЭУ в широком диапазоне интенсивностей.

Естественно, что описанный метод может быть применен для исследования линейности выхода любого детектора.

Линейность полупроводникового фотоэлемента. В отличие от ФЭУ выход полупроводникового детектора сохраняет линейность в очень широком диапазоне.

9.10.2. Режим работы детектора

Предположим, что детектор облучается не изменяющимся во времени потоком частиц. Допустим также, что детектор пропорциональный.

При регистрации одной частицы амплитуда импульса на выходе детектора будет пропорциональна величине $E_п$. Если частота следования частиц не очень велика (а именно, средний интервал времени между двумя частицами больше длительности импульса на выходе детектора), то каждая частица может быть зарегистрирована раздельно (рис. 9.14,*а*). За время t будет зарегистрировано N импульсов. Отношение N/t — скорость счета. Такой режим условимся называть импульсным.

При увеличении потока частиц увеличивается вероятность наложения во времени отдельных импульсов (рис. 9.14,*б*): несколько импульсов могут быть зарегистрированы как один. Возникают просчеты. Это приводит к нарушению линейной связи между чис-

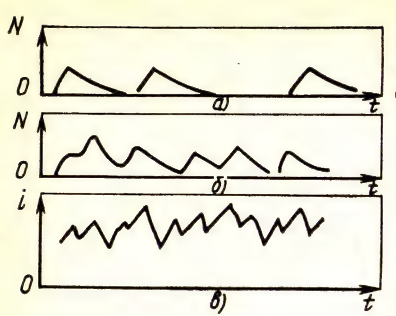


Рис. 9.14. Зависимость тока от времени на выходе пропорционального детектора при различных интенсивностях облучения:
а и *б* — импульсный режим; *в* — токовый режим

лом частиц, попавших в детектор, и числом зарегистрированных импульсов.

Дальнейшее увеличение потока частиц приводит к тому, что регистрация отдельных частиц из-за наложения импульсов во времени становится невозможной (рис. 9.14,*в*). В этом случае применяют токовый режим работы. На выходе детектора регистрируют среднее значение тока I, который является суммой отдельных импульсов тока, создаваемых регистрируемыми частицами. Флуктуации тока I зависят от амплитуды отдельных импульсов и, следовательно, от энергии регистрируемых частиц. Этот эффект увеличения флуктуации при увеличении энергии регистрируемых частиц легко наблюдать визуально на экране осциллографа.

Теперь вернемся к импульсному режиму работы. Оставляя поток частиц постоянным, введем между сцинтиллятором и ФЭУ диаграмму (или нейтральный фильтр) и тем самым уменьшим число фотонов до значения, при котором вероятность попадания на катод ФЭУ двух фотонов из одной сцинтилляции пренебрежимо мала. В этом режиме будет осуществляться счет отдельных фотонов (конечно, регистрируется малая доля от полного числа фотонов во вспышке). Это однофотонный режим работы. Требования к шумовым характеристикам ФЭУ, работающим в одноэлектронном режиме, весьма высоки.

Наиболее широкое применение в экспериментальной ядерной физике, физике элементарных частиц и астрофизике находит импульсный режим работы, так как он позволяет исследовать характеристики отдельных частиц.

Токовый режим применяется при больших потоках частиц и особенно при детектировании мощных коротких импульсов излучения, когда $t/N<\tau$, где N — число частиц или квантов во вспышке, t — длительность вспышки, τ — разрешающее время детектора.

9.10.3. Счетная характеристика

Счетной характеристикой сцинтилляционного детектора называют зависимость скорости счета, т. е. числа зарегистрированных импульсов в единицу времени, от напряжения U на ФЭУ. При оп-

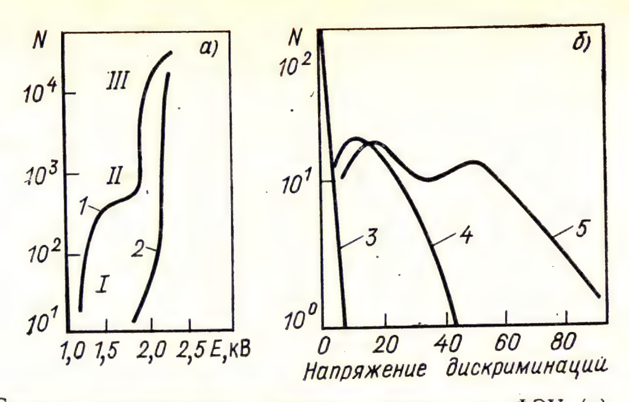


Рис. 9.15. Счетные характеристики шумовых импульсов ФЭУ (*а*), амплитудные распределения для различных участков счетной характеристики (*б*):

1 — ФЭУ хорошего качества; *2* — ФЭУ плохого качества; *3* — экспоненциальное для участка *I*; *4* — пуассоновское для участка *II*; *5* — спадающее для участка *III*

ределенном U амплитуда выходного импульса начинает превышать порог регистрирующего устройства, и все импульсы, создаваемые эмиттированными с фотокатода электронами (их число зависит от интенсивности вспышки), будут зарегистрированы. При дальнейшем увеличении U скорость счета импульсов уже не должна изменяться. В действительности счетная характеристика реального ФЭУ имеет более или менее выраженный подъем, обусловленный регистрацией термоэлектронов, эмиттируемых с динодов.

По зависимости числа шумовых импульсов от напряжения питания можно судить о качестве ФЭУ. Для ФЭУ хорошего качества счетная характеристика для шумовых импульсов имеет вид кривой *1* на рис. 9.15,*а*. Первый участок характеризуется быстрым ростом числа импульсов с напряжением, что обусловлено недостаточным усилением системы, чтобы регистрировать каждый электрон, поступивший на первый динод. Второй участок — плато счетной характеристики — соответствует регистрации каждого электрона, поступившего на первый динод. Это одноэлектронный режим работы. Наклон плато и дальнейший быстрый рост обусловлены возникновением обратной связи и автоэлектронной эмиссией.

Счетная характеристика ФЭУ плохого качества (рис. 9.15,*а*, кривая *2*) является монотонно возрастающей кривой и не имеет плато. Это объясняется тем, что явления, вызывающие быстрый рост числа импульсов (третий участок характеристики), начинаются раньше, чем наступает одноэлектронный режим.

Каждому участку счетной характеристики «хорошего» ФЭУ соответствуют свои амплитудные распределения (рис. 9.15,*б*) (по закону, который зависит от индивидуальных качеств ФЭУ). Поэтому измерение шумовой счетной характеристики и выбор на этой основе напряжения питания позволяют установить оптимальный режим работы ФЭУ.

9.10.4. Эффективность и чувствительность

Эффективность регистрации частиц определяется как отношение

$$\eta_p = \frac{N_p}{N}, \qquad (9.28)$$

где N_p — число зарегистрированных частиц (квантов); N — число частиц (квантов), попавших на поверхность входного окна.

Эффективность регистрации энергии (или просто эффективность детектора) определяют как отношение поглощенной в объеме детектора энергии к энергии, падающей на поверхность входного окна. Эффективность детектора показывает, какая доля энергии излучения поглощается в рабочем объеме детектора.

В импульсном режиме эффективность

$$\eta = \frac{E_п}{E}, \qquad (9.29)$$

где $E_п$ — поглощенная энергия частицы; E — кинетическая энергия частицы (или энергия кванта).

В токовом режиме эффективность выражается аналогично (9.29) с заменой $E_п$ и E на суммарные энергии всех частиц, попавших в детектор за время измерений.

В одноэлектронном режиме эффективность регистрации частиц существенно меньше единицы: 10^{-2}—10^{-3} (с целью уменьшения вероятности регистрации более одного фотона за вспышку).

Чувствительность. Отношение изменения величины сигнала на выходе детектора к изменению измеряемой величины называют чувствительностью.

Чувствительность — это по существу отношение показаний двух разных приборов, измеряющих различные физические величины, поэтому она размерная величина. *Эффективность* — отношение показаний двух приборов, хотя и различных, но измеряющих одну и ту же физическую величину (один из приборов измеряет ее с эффективностью, равной единице). Естественно, что эффективность — величина безразмерная.

9.10.5. Спектральные характеристики

Спектральная характеристика детектора — это зависимость эффективности регистрации от энергии частиц (квантов) падающего на детектор моноэнергетического излучения.

В токовом режиме практически важной характеристикой является зависимость дозовой эффективности (отношение тока на выходе детектора к мощности дозы, измеряемой в том же поле излучения) от энергии кванта излучения, или ход с жесткостью. Спектральную характеристику можно определить экспериментально двумя способами: измеряя ток на выходе детектора при постоянной мощности дозы или измеряя при постоянном токе на выходе

детектора мощность дозы. Отметим, что последний способ (сигнал на выходе детектора постоянен) позволяет измерять спектральную характеристику не только линейного, но и нелинейного выхода (ясно, что при различных значениях выходного сигнала спектральные характеристики могут быть различными).

В импульсном режиме спектральная характеристика — это зависимость отношения скорости счета к потоку частиц от энергии частицы (кванта), т. е. зависимость эффективности детектора от энергии частицы. И здесь возможны два метода измерения спектральной характеристики: либо измерение скорости счета при изменении энергии частицы и постоянном потоке частиц, либо измерение потока частиц при неизменной скорости счета. Последний способ позволяет определять спектральную характеристику нелинейного канала. Естественно, что для нелинейной системы спектральные характеристики при различной скорости счета могут оказаться различными.

Абсолютная и относительная спектральные характеристики. Будем называть рассмотренные выше спектральные характеристики абсолютными. Это означает, что в зависимости вида $\frac{A}{\Phi} = f(E)$ A — сигнал на выходе детектора, Ф — некоторая физическая характеристика поля излучения (поток частиц N/t [$с^{-1}$], плотность потока частиц $\frac{N}{tS}$ [$см^2 \cdot с^{-1}$], поток энергии E/t [Дж/с], плотность потока энергии или интенсивность излучения E/tS [$Дж \cdot см^{-2} \cdot с^{-1}$], флюенс частиц или квантов N/S [$см^{-2}$], перенос энергии излучения E/S [$Дж \cdot см^{-2}$]). Естественно, что характеристику поля излучения необходимо заранее либо измерить с помощью некоторого абсолютного детектора, либо определить расчетным путем. В этом смысле можно сказать, что $f(E)$ есть отношение показаний примененного детектора к показаниям «абсолютного» (эталонного) детектора.

Пусть существует второй детектор со спектральной характеристикой $f'(E) = \frac{A'}{\Phi}$. Тогда отношение $\frac{f(E)}{f'(E)} = \frac{A}{A'}$ можно назвать относительной спектральной характеристикой, где роль эталонного детектора (который можно заранее отградуировать в условиях, близких к условию эксперимента) играет детектор A'. Практическое удобство применения этого метода заключается в том, что отношение $\frac{f(E)}{f'(E)}$ не зависит от количественных характеристик излучения. Для линейного выхода можно непосредственно определять энергию моноэнергетического излучения по отношению сигналов.

Спектральные характеристики ФЭУ (рис. 9.13,*а*) определяются как отношение тока фотокатода к падающей на него мощности излучения с данной длиной волны.

Коэффициент согласования. Важную роль играет степень перекрытия внешнего оптического спектра сцинтилляции со спектраль-

ной характеристикой $f(\nu)$ данного ФЭУ (или другого фотоприемника), которую характеризуют коэффициентом согласования:

$$k = \frac{\int_0^\infty \Phi_{вн}(\nu) f(\nu)\, d\nu}{\int_0^\infty \Phi_{вн}(\nu)\, d\nu}, \qquad (9.30)$$

где $\Phi_{вн}(\nu)$ — внешний оптический спектр — спектр фотонов, выходящих из сцинтиллятора.

9.11. Применение сцинтилляционного метода

Сцинтилляционный метод в настоящее время находит весьма широкое применение в различных областях науки и техники. Здесь рассмотрены основные применения метода в области ядерной физики.

9.11.1. Спектрометрия излучений

Сцинтилляционный метод нашел широкое применение в спектрометрии ионизирующих излучений. Это обусловлено тем, что необходимые для полного поглощения кинетической энергии регистрируемых частиц размеры сцинтиллятора легко могут быть получены. Например, размеры кристаллов NaI(Tl) достигают нескольких десятков сантиметров, а размеры сцинтилляторов на основе жидких и твердых растворов, а также газов ограничены только условиями светособирания. (В электролюминесцентных детекторах размеры определяются условиями собирания электронов в область светового усиления.)

Энергетическое разрешение для заряженных частиц в области нескольких мегаэлектрон-вольт для NaI(Tl) составляет 6—10%, а для органических сцинтилляторов 15%. Для детекторов на основе благородных газов при энергии частиц около 1 МэВ — 1%. Для электролюминесцентных детекторов при энергии 6 кэВ — 8%. В органических сцинтилляторах форма импульса сильно зависит от удельной плотности ионизации, поэтому возможна дискриминация частиц по форме импульса. Это находит широкое применение в спектрометрии нейтронов на фоне γ-излучения.

9.11.2. Временные измерения

Сцинтилляционные детекторы обладают хорошим временным разрешением: 10^{-8} с для органических сцинтилляторов и газов и 10^{-6} с для ЩГС. Поэтому их применяют для определения момента времени прохождения частицы через сцинтиллятор, в различных схемах совпадений и антисовпадений, для выделения во времени

данного события с точностью не хуже 10^{-9} с. Широкое применение сцинтилляционный метод находит в спектрометрии по времени пролета как заряженных частиц, так и нейтронов.

9.11.3. Измерение пространственных координат

Светящийся след в объеме сцинтиллятора (трек) можно регистрировать с помощью электронно-оптического преобразователя ЭОП. Одну проекцию следа можно получить, если применить набор сцинтилляторов в виде нитей, расположенных параллельно друг другу, торцы которых находятся в оптическом контакте с катодом ЭОП. Точность определения координаты следа определяется толщиной нити. Толщину нити выбирают такой, чтобы при прохождении через нее заряженной частицы в нити образовалось не менее одного фотона.

Системы, состоящие из большого числа сцинтилляторов, так называемые годоскопы, позволяют измерять координаты частиц с точностью, определяемой размерами синтиллятора.

В отличие от обычного позиционно-чувствительный детектор позволяет определять место прохождения частицы в сцинтилляторе. Для сцинтиллятора размерами около 1 м место прохождения частицы можно определить с точностью нескольких сантиметров либо по отношению амплитуд импульсов на выходах ФЭУ, находящихя на различных расстояниях от трека частицы, либо по отношению времени появления светового сигнала на выходах нескольких ФЭУ.

9.11.4. Регистрация редких событий

Масса сцинтилляционного детектора может превышать несколько тонн, поэтому сцинтилляционные детекторы, входящие в регистрирующую систему, позволяют регистрировать слабовзаимодействующие частицы, например нейтрино. Существуют регистрирующие системы, общая масса которых равна 1000 т.

Глава 10
МЕТОДЫ, ОСНОВАННЫЕ НА РЕГИСТРАЦИИ ИЗЛУЧЕНИЯ ВАВИЛОВА — ЧЕРЕНКОВА И ПЕРЕХОДНОГО ИЗЛУЧЕНИЯ

10.1. Излучение Вавилова — Черенкова

Свечение чистых жидкостей под действием ионизирующих излучений наблюдалось со времен Марии и Пьера Кюри. Однако до опытов П. А. Черенкова не было доказательств того, что это свечение имеет природу, отличную от природы обычной радиолюминес-

ценции. П. А. Черенков показал, что свечение чистых жидкостей не изменяет своей яркости ни при нагревании, ни при растворении в ней таких активных тушителей люминесценции, как азотнокислое серебро и др. При этом было показано, что обнаруженная поляризация свечения также не меняется. Существенно отметить, что опыты с тушением заведомо флуоресцирующих растворов, проводившиеся параллельно и в тех же условиях, во всех случаях обнаруживали заметный эффект тушения. Эти результаты исключали возможность люминесценции. В 1936 г. было открыто новое наиболее замечательное свойство излучения — его направленность. Оказалось, что свечение обладает резко выраженной пространственной асимметрией. Оно испускается только вперед в направлении, образующем некоторый угол с направлением возбуждающего пучка частиц. Открытие этого фундаментального свойства излучения позволило установить истинную природу излучения и создать его теорию. Согласно теории, созданной И. М. Франком и И. Е. Таммом, свечение интерпретируется как свечение равномерно движущихся в среде электронов со скоростью, превышающей фазовую скорость света в этой среде. Интересно отметить, что на возможность излучения частицей, движущейся со сверхсветовой скоростью, обратил внимание еще Кельвин. Несколько позднее (в 1904 г.) Зоммерфельд рассмотрел гипотетический случай движения электрона в вакууме со сверхсветовой скоростью. Появление теории относительности, согласно которой частицы не могут двигаться со скоростью, большей скорости света, сделало выводы Зоммерфельда мало актуальными. Однако при движении в веществе возможны скорости, превышающие скорость света. Это связано с тем, что скорость распространения света в среде с показателем преломления n равна $\frac{c}{n}$. Так как для видимого света $n>1$, то скорость распространения световых волн в среде будет меньше скорости света в пустоте.

Простое качественное рассмотрение позволяет получить условия возникновения излучения и установить некоторые его весьма важные свойства. Пусть электрон равномерно движется в среде в направлении оси x со скоростью $v>\frac{c}{n}$ (рис. 10.1). В каждой

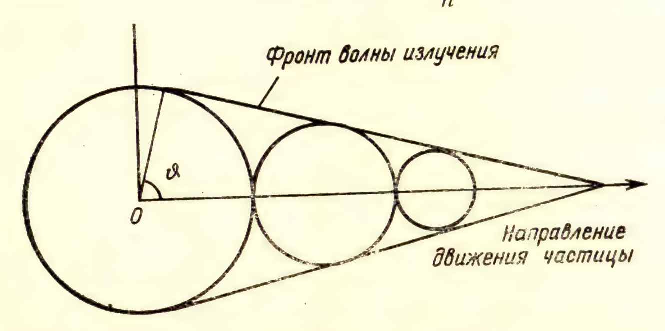


Рис. 10.1. Возникновение излучения Вавилова — Черенкова

точке, через которую проходит электрон, им будет вызвано электромагнитное возмущение, распространяющееся из этих точек как запаздывающая волна. Рассматривая компоненты определенной частоты для волн, выходящих из различных точек траектории электрона в некотором направлении θ, можно убедиться, что во всех направлениях, кроме направления, для которого выполняется условие

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}, \tag{10.1}$$

волны погасятся вследствие интерференции. В направлении, определяемом выражением (10.1), будет происходить излучение.

Отметим, что формула (10.1) для угла излучения была получена еще в 1888 г. английским физиком и математиком О. Хэвисайдом.

Это излучение имеет в акустике свой аналог в виде ударной волны, образуемой летящим со сверхзвуковой скоростью телом. Двумерным аналогом является хорошо всем известная носовая волна корабля.

Из равенства (10.1), которое является одним из важнейших результатов теории И. М. Франка и И. Е. Тамма, следует, что излучение возможно только при условии $\beta n > 1$, т. е. если скорость частицы $v > \frac{c}{n}$. Таким образом, равенство $\beta n = 1$ определяет энергетический порог излучения. Значение E этого порога зависит от коэффициента преломления n. Поскольку в условия, определяющие этот порог, входит непосредственно не энергия, а скорость частицы β, то очевидно, что E зависит от массы частицы. В табл. 10.1 приведены значения пороговой энергии E для электронов, π-мезонов и протонов при трех значениях n.

Таблица 10.1. **Пороговая энергия для электронов, π-мезонов и протонов**

Вид частицы	Значение пороговой энергии, МэВ		
	$n=1{,}3$; $\beta=0{,}769$	$n=1{,}5$; $\beta=0{,}667$	$n=2$; $\beta=0{,}5$
Электроны	0,29	0,2	0,078
π-Мезоны	79	47	21,5
Протоны	520	320	143

Обычно показатель преломления среды n для синих лучей больше, чем для красных. Поэтому синий цвет излучается под бо́льшим углом, чем красный. Это приводит к тому, что излучение Вавилова — Черенкова, возникающее при прохождении пучка частиц через тонкую пластину, оказывается заключенным между двумя коническими поверхностями. Раствор внутренней конической поверхности равен углу излучения для волн с наименьшей частотой (красная часть спектра). Угол раствора внешнего конуса равен углу излучения для волны с наибольшей частотой (синяя часть спектра). Если поместить фотографическую пластину пер-

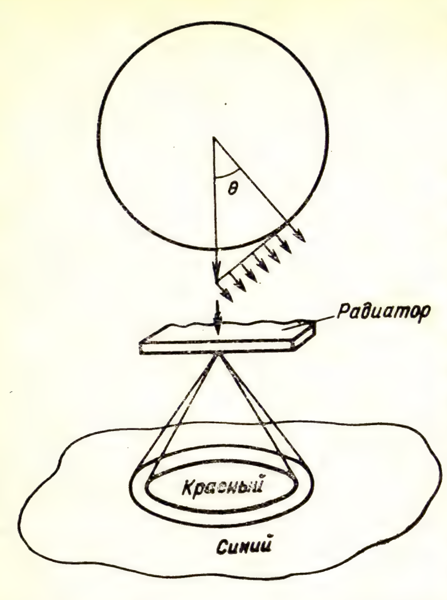


Рис. 10.2. Образование цветного кольца излучения Вавилова — Черенкова при прохождении быстрой заряженной частицы через тонкий радиатор

пендикулярно к пучку быстрых частиц, на ней можно видеть цветную фотографию концентрических колец, образованных излучением Вавилова — Черенкова. Цвета колец по мере удаления от центра переходят от красного к фиолетовому (рис. 10.2). Такие фотографии были получены на пучке протонов 660 МэВ на ускорителе в Объединенном институте ядерных исследований.

Потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова не зависят от заряда атомов среды. При большой скорости частицы потери энергии достигают практически постоянного значения (рис. 4.2,*б*). Практически достигает постоянного значения и угол, под которым направлено излучение. Поэтому для ультрарелятивистских частиц использовать излучение Вавилова — Черенкова для идентификации частиц затруднительно. С этой точки зрения значительный интерес представляет переходное излучение.

10.1.1. Длительность световой вспышки

Длительность вспышки излучения Вавилова — Черенкова практически определяется временем пролета частицы через радиатор. Для излучателя длиной несколько сантиметров и скорости частицы, близкой к скорости света, длительность вспышки составляет 10^{-10} с. Минимальная длительность вспышки определяется дисперсией. В недиспергирующей среде волновой фронт имеет бесконечно малую толщину, и поэтому длительность световой вспышки в этом случае бесконечно мала. Если среда обладает дисперсией, то угол излучения будет разным для различных длин волн.

Тогда длительность светового импульса Δt, измеряемая вдоль прямой, параллельной направлению движения частицы на расстоянии r от ее траектории, определяется выражением

$$\Delta t = \frac{r}{\beta c}\left[\sqrt{\beta^2 n^2(\omega_2) - 1} - \sqrt{\beta^2 n^2(\omega_1) - 1}\right] = \frac{r}{\beta c}(\operatorname{tg}\theta_2 - \operatorname{tg}\theta_1),$$

где ω_1 и ω_2 — граничные частоты приемника света; θ_1 и θ_2 — соответствующие этим частотам углы излучения. Обычно чем больше частота света (чем меньше длина волны), тем больше коэффициент преломления n. Это значит, что синие лучи преломляются сильнее, чем красные, и поэтому получаются под большим углом.

10.1.2. Интенсивность излучения

Согласно классической теории И. М. Франка и И. Е. Тамма число фотонов, испущенных в диапазоне частот от ν до $\nu+\Delta\nu$ на единице длины пути частицы с зарядом ze, равно

$$dn(\nu)\,d\nu = \frac{4\pi z^2 e^2}{\hbar c^2}\left[1 - \frac{1}{(n\beta)^2}\right]d\nu = \frac{4\pi^2 z^2 \Delta\nu}{hc^2}\sin^2\theta. \qquad (10.2)$$

В диапазоне частот видимого света $\Delta\nu = 3\cdot 10^{14}$ с$^{-1}$ для однозарядной частицы получаем $n \approx 450\sin^2\theta$ фотон/см.

Потери энергии на излучение Вавилова — Черенкова в соответствии с (4.21) даются выражением

$$\left(-\frac{dE}{dx}\right)_{\text{чер}} = \frac{4\pi^2 z^2 e^2}{c}\int\limits_{\beta n>1}\left[1 - \frac{1}{(\beta n)^2}\right]\nu\,d\nu. \qquad (10.3)$$

Здесь интегрирование производится по всем ν, где выполняется условие $\beta n(\nu) > 1$. В плотных средах потери на излучение Вавилова — Черенкова по порядку величины примерно равны 1 кэВ·см^2/г. Для сравнения напомним, что ионизационные потери энергии в минимуме ионизации для любых частиц составляют примерно 2 МэВ см^2/г, т. е. в 10^3 раз больше, чем потери на излучение Вавилова — Черенкова.

10.1.3. Сравнение со сцинтилляционным детектором

Сигнал на выходе черенковского детектора по абсолютной величине меньше, чем сигнал на выходе ионизационного или сцинтилляционного детектора. Если энергетический выход сцинтиллятора равен нескольким процентам, то сигнал на выходе сцинтилляционного детектора будет примерно в 50 раз больше сигнала на выходе черенковского детектора со сравнимой плотностью и показателем преломления вещества детектора.

Следует обратить внимание на то, что энергетическое разрешение сцинтилляционного детектора и черенковского детектора обусловлено различными причинами. Разрешение сцинтилляционного детектора определяется прежде всего статистическими флуктуациями процесса ионизации. В этом случае флуктуации числа фотоэлектронов пренебрежимо малы. Действительно, в тонком сцинтилляторе толщиной 2 см образуется примерно $2{,}5\cdot 10^4$ фотонов или $2{,}5\cdot 10^3$ электронов на входе ФЭУ. Флуктуации числа электронов составляют в этом случае 2%. При этом полагаем, что $\Delta N = 1/\sqrt{N}$.

Как известно, в тонком сцинтилляторе (потеря энергии частицей мала по сравнению с кинетической энергией частицы) распределение потерь энергии описывается распределением Ландау. Полная ширина этого распределения на половине высоты составляет около 20—30% наиболее вероятного значения потерь энергии. Это

связано с тем, что значительная часть света, испускаемого в сцинтилляторе, возбуждается δ-электронами малой энергии.

В черенковском детекторе условия оказываются совершенно иными, так как большая часть света испускается непосредственно самой частицей. Некоторая часть черенковского излучения может быть обусловлена небольшим числом δ-электронов с энергиями, превышающими пороговую, например, 260 кэВ в случае воды. Доля света, обусловленная δ-электронами, зависит, во-первых, от того, насколько энергия частицы превышает пороговую энергию, во-вторых, от максимально передаваемой энергии E и, в-третьих, от энергетического распределения δ-электронов.

Энергетическое разрешение черенковского детектора определяется в основном флуктуациями числа фотоэлектронов и для рассмотренного примера (радиатор толщиной 2 см) составляет 14%, т. е. примерно в 2 раза меньше полуширины распределения, полученного для сцинтиллятора той же толщины.

10.1.4. Относительная интенсивность черенковского и тормозного излучения

Для электрона с энергией 100 МэВ, движущегося через слой воды толщиной 1 см,

$$\left[\frac{dE_{\text{торм}}}{dE_{\text{чер}}}\right]_{\text{полн}} \approx 700;$$

$$\left[\frac{dE_{\text{торм}}}{dE_{\text{чер}}}\right]_{\text{вид.обл}} \approx 4{,}5\cdot 10^{-5}.$$

10.2. Детекторы излучения Вавилова — Черенкова

Детектор состоит из радиатора, в котором генерируется излучение, и приемника, который это излучение регистрирует. Излучение возникает в радиаторе только при условии, что скорость заряженной частицы, проходящей через радиатор, превышает фазовую скорость света в веществе радиатора. На этом основан принцип действия пороговых детекторов. Сигнал на выходе детектора возникает только в том случае, если скорость заряженной частицы превышает определенную величину. Пороговый детектор можно сконструировать и таким образом, что он будет регистрировать частицы, энергия которых не превышает определенного значения.

Другой класс детекторов излучения Вавилова — Черенкова позволяет не только регистрировать частицы, скорость которых лежит в определенных пределах, но и непосредственно определять эту скорость. В этом случае детектор является спектрометром частиц высокой энергии.

Таким образом, существуют два типа детекторов: пороговые детекторы и детекторы с фокусировкой, которые позволяют определять скорость частицы.

Подчеркнем основные свойства излучения Вавилова — Черенкова. Излучение наблюдается у всех чистых прозрачных материалов; излучение поляризовано с преимущественной ориентацией вектора напряженности электрического поля вдоль направления первичного пучка частиц (лежит в плоскости, проходящей через луч и направление движения частицы). В отличие от люминесценции не наблюдается ни температурного, ни примесного тушения излучения.

Условие, при котором возникает излучение Вавилова — Черенкова, $\beta n > 1$ начинает выполняться для электронов уже при энергиях порядка 10^5 эВ, а для протона при энергиях порядка 10^{10} эВ.

Детекторы, основанные на регистрации этого излучения, позволяют определять непосредственно скорость частицы.

Излучение Вавилова — Черенкова в радиаторе небольшой длины или с изменяющимся по длине показателем преломления сопровождается переходным изучением, возникающим при прохождении частицы через среду с изменяющимся показателем преломления.

Излучение Вавилова — Черенкова составляет угол θ с траекторией частицы. Угол θ связан со скоростью частицы $\beta = \frac{v}{c}$ и показателем преломления среды n соотношением $\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$. Число испускаемых фотонов на единицы пути частицы в плексигласе в видимой области света для частиц со скоростью, близкой к скорости света, составляет около 250 фотонов на 1 см.

10.2.1. Радиаторы

Для регистрации частиц не очень большой скорости в качестве радиатора применяют жидкости и твердые тела. Коэффициент преломления радиатора зависит от природы вещества. Так, например, показатель преломления может изменяться от $n = 1{,}276$ (фтохимикат FC-75, $C_8F_{16}O$) до $n = 1{,}655$ (тяжелый флинт). Показатель преломления воды $n = 1{,}33$, органического стекла $n = 1{,}5$.

С помощью пороговых детекторов с жидкими и твердыми радиаторами можно разделить между собой частицы со скоростью $\beta = 0{,}95 \div 0{,}96$ (π-мезоны с импульсом до 0,5 ГэВ/с, μ-мезоны с импульсом до 0,35 ГэВ/с, K-мезоны с импульсом до 1,6 ГэВ/с, протоны до 3,0 ГэВ/с).

Для разделения частиц с большой скоростью широко применяют газовые детекторы, в которых коэффициент преломления можно изменять плавно путем изменения давления газа.

10.2.2. Пороговые детекторы

Пороговый детектор регистрирует все частицы со скоростью, большей скорости $v > \frac{c}{n}$. Основное назначение таких детекто-

ров — это разделение релятивистских частиц с различной скоростью.

Пусть имеется пучок π-мезонов и пучок протонов с равными импульсами. Тогда легко подобрать такой радиатор, в котором π-мезоны будут создавать излучение Вавилова — Черенкова, а протоны не будут. Таким образом, детектор будет регистрировать только π-мезоны.

Газовые пороговые детекторы с малым давлением и большой длиной позволяют разделять между собой π-мезоны, K-мезоны и протоны вплоть до 20 ГэВ/с, а μ-мезоны, π-мезоны и электроны до 10 ГэВ/с. Поэтому они удобны для идентификации вторичных частиц, образующихся в ядерных взаимодействиях.

10.2.3. Детекторы с фокусировкой

Фокусировка света позволяет регистрировать излучение Вавилова — Черенкова, выходящее под определенным углом к направлению движения частицы, и тем самым определять скорость частицы. Для фокусировки света в детекторах пользуются зеркалами и линзами. Пучок заряженных частиц пропускают параллельно оси оптической системы. Частицы излучают фотоны под углом θ. Излучение любой частицы собирается в кольцо, расположенное в фокальной плоскости системы. Если поместить в фокальной плоскости оптической системы дисковую диафрагму, то такая система будет пропускать только свет, испущенный под углом θ частицами, летящими параллельно главной оптической оси. Свет, испускаемый под другими углами (частицами с другой скоростью) или частицами, идущими под углом к главной оси), не пройдет через диафрагму и не будет зарегистрирован (рис. 10.3).

Селектор скорости, основанный на схеме, изображенной на рис. 10.3, был применен в эксперименте по обнаружению антипротонов. Селектор был настроен на регистрацию частиц, скорость которых была заключена в интервале 0,78 c 0,75 c. Скорость π-мезонов в том же пучке составляла 0,99 c. Таким образом, детектор излучения Вавилова — Черенкова позволил надежно выделять антипротоны на фоне π-мезонов, который на

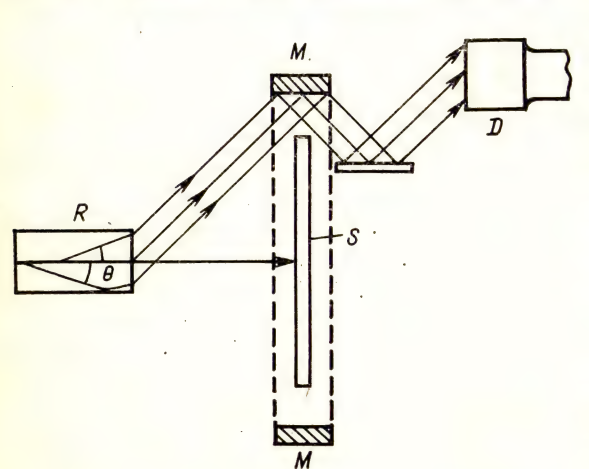


Рис. 10.3. Селектор скоростей:

R — радиатор; S — дисковая диафрагма; M — кольцевое (цилиндрическое) зеркало; D — фотоумножители (3 шт.)

несколько порядков превышал сам эффект. Важность и ценность этой работы была отмечена присуждением ее авторам Нобелевской премии по физике за 1959 г.

Основная характеристика детектора — его разрешение по скорости $\frac{\Delta v}{v}$. Газовые детекторы имеют разрешение по скорости порядка 10^{-4}. Они могут разделять друг от друга π-мезоны, K-мезоны и протоны до импульсов 20—25 ГэВ/с. Дальнейшее улучшение разрешения требует корректировки оптической системы на дисперсию света в газах. Детекторы такого типа дают разрешение $\frac{\Delta v}{v}$ порядка 10^{-5}. Они позволяют разделять между собой π-мезоны, K-мезоны и протоны с импульсами 100—50 ГэВ/с.

Фотографирование кольца черенковского излучения в фокальной плоскости оптической системы с помощью многодетекторной системы или ЭОП (или с помощью годоскопических ФЭУ) позволяет измерять скорость частицы с точностью порядка 10^{-4}, а по положению центра кольца позволяет определять угол испускания частиц.

10.3. Переходное излучение

Переходное излучение возникает в том случае, когда частица проходит через среду с изменяющимися свойствами. Отличие переходного излучения от излучения Вавилова — Черенкова $\left(v > \frac{c}{n}\right)$ и тормозного ($v \neq \text{const}$) заключается в том, что в «чистом» виде оно возникает при условии, что скорость частицы постоянна ($v = \text{const}$).

Простейшим и имеющим наибольшее практическое значение является случай, когда переходное излучение возникает при пересечении заряженной частицей границы раздела двух сред с различными свойствами. Пусть равномерно движущаяся заряженная частица пересекает границу двух сред с разными показателями преломления. Переходное излучение возникает потому, что фазовая скорость света резко изменяется при переходе из одной среды в другую. Это равносильно резкому изменению скорости частицы. В случае релятивистской частицы даже небольшое изменение ее скорости означает большое изменение ее энергии, т. е. сильное торможение частицы. Возникает аналогия с тормозным излучением.

Для возникновения переходного излучения необязательно, чтобы граница была резкой. Частица, движущаяся в среде с непрерывно изменяющимися вдоль ее траектории показателями преломления, также будет генерировать переходное излучение.

Полная энергия переходного излучения при пересечении границы вакуум—вещество линейно растет с увеличением энергии части-

цы. Она зависит от γ-фактора $\gamma = \frac{E + mc^2}{mc^2}$, где E — кинетическая энергия; m — масса частицы;

$$E_{\text{пер}} = \frac{1}{3}\frac{e^2\nu_0}{c}\gamma, \tag{10.4}$$

где $\nu_0 = \left(\frac{n_e e^2}{\pi m e}\right)^{1/2}$ — плазменная частота вещества. Спектр излучения простирается в рентгеновскую область. Граничная частота также линейно зависит от γ

$$\nu_{\text{гр}} = \nu_0\gamma;\ \gamma = \frac{E + mc^2}{mc^2}. \tag{10.5}$$

Переходное излучение направлено вперед по отношению к траектории частицы. Угол расхождения $\theta \approx \frac{1}{\gamma}$.

Число излучаемых квантов равно отношению полной энергии излучения к энергии одного фотона ($h\nu \leqslant h\nu_{\text{гр}}$). Для одной пересекающей границы число квантов пропорционально $\frac{E_{\text{пер}}}{h\nu} \sim \frac{e^2}{hc} \approx \approx \frac{1}{137}$. Поэтому для наблюдения переходного излучения необходимо, чтобы частица пересекла много границ раздела (на пути частицы располагают пленки или фольги или пористое вещество, например пенопласт). Направленность излучения вперед позволяет разработать методы регистрации излучения от многих границ раздела (сотни и тысячи).

При большом γ и большом числе границ возникает интерференция переходного излучения на различных границах раздела, которая приводит к замедлению роста интенсивности. Вместо линейной зависимости появляется логарифмическая зависимость от γ.

Одна из важнейших задач в экспериментальной физике высоких энергий — идентификация частиц с энергией в несколько сотен гигаэлектрон-вольт и выше, при которых методы, основанные на использовании излучения Вавилова — Черенкова, перестают работать. В этом отношении переходное излучение имеет существенные преимущества, так как позволяет идентифицировать частицы при существенно больших энергиях, чем методы, основанные на регистрации излучения Вавилова — Черенкова.

10.4. Детекторы переходного излучения

Число фотонов, возникающих при пересечении частицей границы раздела, составляет примерно 1/137, поэтому для генерации одного фотона требуется детектор с большим числом поверхностей раздела.

Наибольший интерес представляет переходное излучение в рентгеновской области спектра энергий. Рентгеновское переходное излучение обладает наиболее резкой зависимостью энергии излу-

чения от лоренц-фактора частицы γ. В первом приближении энергия переходного рентгеновского излучения пропорциональна $\gamma = \frac{1}{\sqrt{1-\beta^2}}$. Рентгеновское переходное излучение направлено по направлению движения регистрируемой частицы. Угол расхождения $\theta \sim \frac{1}{\gamma}$.

Главные трудности при создании детекторов переходного излучения связаны с тем, что число фотонов при пересечении одной границы порядка 1/137. Увеличение числа регистрируемых фотонов достигается путем увеличения числа элементов радиатор — детектор. Наилучшими и практически удобными для использования являются радиаторы из металлического лития толщиной 30—50 мкм, металлического бериллия толщиной 10 мкм, тонкие волокна из углерода толщиной 5 мкм. Число таких слоев должно составлять несколько сотен. Длина детектора — несколько метров.

Одна из наиболее важных проблем — измерение рентгеновского переходного излучения на фоне эффектов, связанных с ионизацией, создаваемой регистрируемой частицей. В результате флуктуаций ионизационных потерь выделение эффекта, обусловленного только переходным излучением, на фоне суммарного эффекта (от переходного излучения и от ионизации, создаваемой заряженной частицей) является трудной задачей.

Глава 11

МНОГОДЕТЕКТОРНЫЕ СИСТЕМЫ

11.1. Телескопы и годоскопы

Многодетекторные системы служат для получения пространственного и временно́го распределения частиц. Простейшая многодетекторная система — телескоп счетчиков. Назначение телескопа — выделить частицы, летящие в определенном направлении в определенный момент времени. Телескопы счетчиков очень широко применяются совместно с другими детекторами для выделения определенных событий. Практически все управляемые детекторы работают совместно с телескопом счетчиков. Например, все управляемые трековые детекторы, такие как искровые и стримерные камеры, камеры Вильсона, разрядно-конденсационные камеры, регистрируют треки частиц в результате действия импульса электрического поля от генератора высоковольтных импульсов, запускаемого телескопом счетчиков.

Аналогичные схемы применяются для годоскопов счетчиков с импульсным питанием. Годоскоп счетчиков — это система детекторов, расположенных в определенной последовательности. Годоскоп позволяет определять пространственное распределение частиц.

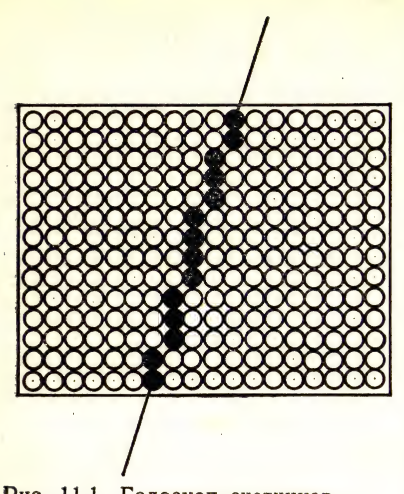


Рис. 11.1. Годоскоп счетчиков

Наиболее простой годоскоп — годоскоп газоразрядных счетчиков (например, счетчиков Гейгера — Мюллера), каждый из которых соединен со своим регистратором. Быстрая заряженная частица, проходя через такой годоскоп, вызывает срабатывание счетчиков, расположенных на ее пути (рис. 11.1). Соответствующая электронная система зарегистрирует координаты всех сработавших счетчиков. Недостаток годоскопа газоразрядных счетчиков — большой собственный фон счетчиков, который может дать имитацию изучаемого события. Характеристики годоскопа существенно улучшаются при импульсном питании счетчиков, когда годоскоп настраивается на регистрацию вполне определенного события (например, с помощью телескопа счетчиков). Годоскопы на основе газоразрядных счетчиков имеют сравнительно плохое временно́е разрешение, что не позволяет применять их в пучках большой интенсивности.

Существенно лучшими временны́ми характеристиками обладают телескопы и годоскопы на основе сцинтилляционных и черенковских детекторов. Наиболее простой является система, состоящая из сцинтилляторов, каждый из которых оптически связан с одним умножителем. Возможны и более сложные системы оптической связи сцинтиллятора и ФЭУ, позволяющие осуществлять кодировку событий.

Вместо ФЭУ можно применить ЭОП. Тогда вместо годоскопа можно получить так называемую люминесцентную камеру — прибор, состоящий из большого числа сцинтиллирующих нитей (или стержней) диаметром около одного миллиметра, торцы которых находятся в оптическом контакте с катодом ЭОП. На экране ЭОП будет наблюдаться картина, показанная на рис. 11.1.

В качестве годоскопов можно применять и пропорциональные газовые детекторы, позволяющие получить существенно лучшее временно́е разрешение, чем счетчики Гейгера — Мюллера. Однако при этом требуется применение существенно более сложных электронных схем, так как сигнал на выходе пропорционального детектора требует усиления.

Многонитяной пропорциональный счетчик был описан Росси и Штаубом еще в 40-х годах. Если в общий объем, заполненный газом, поместить систему проволочных электродов, то можно получить новый класс приборов — проволочные детекторы заряженных частиц. Сюда входят проволочные искровые камеры и проволочные пропорциональные камеры. Развитие детекторов этого класса (осо-

бенно пропорциональных камер) стало возможным только благодаря революции в электронике и вычислительной технике. В настоящее время созданы экспериментальные установки, содержащие камеры с десятками и тысячами рабочих проволочек.

11.2. Проволочная искровая камера

Модуль проволочной искровой камеры состоит из системы проволочных электродов, расположенных в двух параллельных плоскостях под некоторым углом друг к другу. Между плоскостями создается электрическое поле. Искровой промежуток образован двумя проволочками, находящимися под углом друг к другу (в частности, под углом 90°). Это позволяет определять две координаты искры (рис. 11.2). Искровая камера может состоять из произвольного числа модулей, причем их можно располагать под любыми углами относительно друг друга для исключения неопределенности в измерении координат в случае прохождения через камеру одновременно нескольких частиц. Пространственное разрешение такой камеры зависит от расстояния между проволочками (обычно порядка 1 мм). Диаметр нити 0,1 мм.

Считывание информации осуществляется обычно либо с помощью ферритовых колец, помещенных на концах проволочных электродов, либо с помощью магнитострикционных линий.

Общий недостаток искровых камер — большое мертвое время и невозможность дискриминации событий по амплитуде импульса.

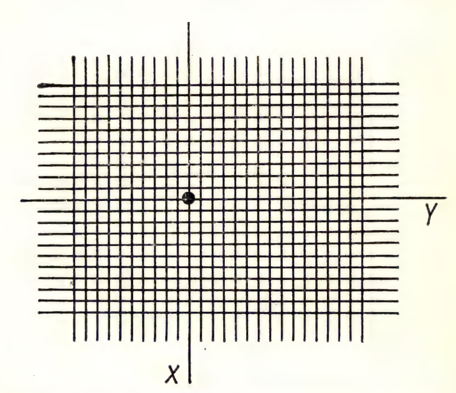


Рис. 11.2. Модуль проволочной искровой камеры

11.2.1. Камеры с ферритовыми кольцами

На каждую проволочку помещается кольцо, намагниченное в одном направлении. Ток искры, протекающий по проволочке, перемагничивает соответствующие кольца, и таким образом отмечается проволочка, на которой образовалась искра. Для перемагничивания кольца требуются незначительные токи (единицы ампер).

Типичное пространственное разрешение для камер этого типа составляет 0,2—0,5 мм.

11.2.2. Магнитострикционные камеры

Метод определения координаты основан на том, что электромагнитное поле, вызываемое искрой, вызывает звуковую волну в

магнитострикционной линии. Координату проволочки, через которую прошла искра, определяют по времени распространения звука в магнитострикционной линии. Обычно магнитострикционную линию помещают перпендикулярно проволочкам в непосредственной близости от них. На одном конце магнитострикционной линии расположена приемная катушка. После образования искры магнитное поле, возникающее вблизи соответствующей проволочки, вызывает местное растяжение (или сжатие) участка магнитострикционной линии. По времени распространения этого возмущения определяют координату проволочки. Координату второй проволочки, через которую прошла та же самая искра, определяют аналогичным образом. Типичное пространственное разрешение, получаемое с помощью магнитострикционного метода считывания, составляет в экспериментах 0,25—0,3 для заземленных электродов и 0,4—0,5 мм для высоковольтных электродов (искра проходит между ними).

11.3. Пропорциональные проволочные камеры

Пропорциональные камеры впервые были разработаны в Институте теоретической и экспериментальной физики в 1955—1956 гг. Камера состояла из 50 слоев, каждый из которых содержал 12 нитей. Всего камера содержала 600 нитей. Камера предназначалась для идентификации частиц по импульсу (благодаря магнитному полю) и ионизации с использованием логарифмического роста кривой ионизационных потерь. Для усиления сигналов была применена ламповая электроника. Разрешающее время системы пропорциональных детекторов составляло 100 нс.

Бурное развитие методики многопроволочных пропорциональных камер стало возможным в результате перехода от ламповых схем к полупроводниковым.

Модуль плоской пропорциональной камеры представляет собой систему проволочных сигнальных электродов, находящихся в одной плоскости, расположенных между двумя плоскими электродами (сплошными или проволочными), на которые подается высокое напряжение (рис. 11.3). Диаметр сигнальных проволочек составляет сотые доли миллиметра, расстояние между ними (шаг намотки) несколько миллиметров. Общее число сигнальных проволочек — десятки тысяч. Анодные проволочки образуют систему пропорциональных детекторов с эффективным радиусом, равным половине шага между проволочками. Если шаг составляет 1—2 мм, то пространственное разрешение составляет примерно 700 мкм для шага

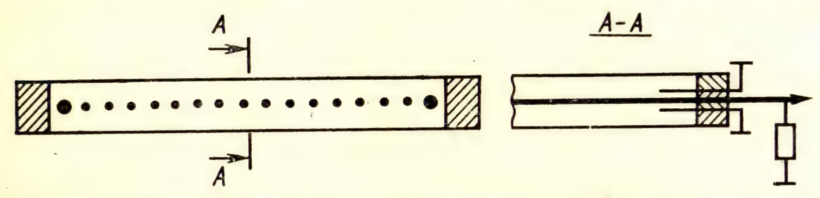


Рис. 11.3. Модуль плоской проволочной пропорциональной камеры

2 мм и 350 мкм для шага 1 мм. Разрешающее время составляет 30—50 нс.

Высокое быстродействие (временно́е разрешение — десятки наносекунд и время восстановления — несколько микросекунд) является существенным преимуществом пропорциональных камер по сравнению с искровыми. Координата частицы определяется по номеру сработавшего детектора. Пропорциональные камеры нашли широкое распространение в физическом эксперименте и в течение нескольких лет полностью вытеснили обычные плоские искровые камеры, несмотря на свою относительную дороговизну. Появились экспериментальные установки, содержащие проволочные камеры с общим объемом, включающим десятки тысяч рабочих проволочек. Пропорциональные камеры, соединенные с ЭВМ, позволяют реконструировать траектории заряженных частиц; типичная скорость регистрации 10^5 взаимодействий в 1 с.

11.4. Дрейфовые камеры

Другой тип детекторов — дрейфовая камера, в которой координата частицы определяется по времени дрейфа электронов в однородном электрическом поле от места образования до сигнальной проволочки пропорционального детектора. Интервал времени между моментом прохождения частицы и моментом появления импульса на выходе детектора определяет координату частицы (рис. 11.4).

Момент прохождения частицы через камеру определяют либо с помощью внешнего детектора, либо по сигналу синхронизации с источником излучения, либо по сцинтилляционному сигналу, возникающему в газе, заполняющем камеру. В последнем случае время дрейфа определяется как время между сцинтилляционными импульсами, регистрируемыми ФЭУ; один импульс возникает в момент прохождения частицы, второй — в момент окончания дрейфа (в результате электролюминесценции в электрическом поле вблизи сигнальной нити).

Рассмотрим подробнее работу дрейфовых камер. После прохождения частицы через детектор свободные электроны, образо-

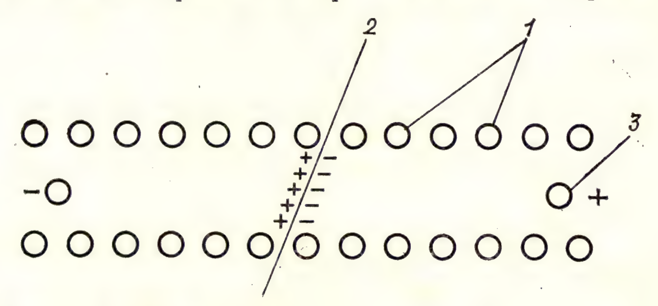


Рис. 11.4. Модуль дрейфовой камеры:

1 — проволочки, создающие «тянущее» электрическое поле; *2* — трек частицы; *3* — собирающий проволочный электрод

ванные в результате ионизации, начинают дрейфовать по направлению к нити. В непосредственной близости от нити, где напряженность электрического поля достаточно велика, электрон начинает ионизовать молекулы газа, образуя лавину. Типичная длина столкновения составляет один сантиметр. Таким образом, усиление (размер лавины) обычно занимает область порядка 10 мкм.

В результате сбора электронов на рабочей нити и вследствие движения ионов к катоду на нити возникает сигнал с временем нарастания порядка 1 нс. Процесс газового усиления, приводящий к возникновению сигнала, осуществляется после того, как дрейфующие электроны достигают области ударной ионизации вблизи нити детектора. Поэтому время появления сигнала зависит от места прохождения частицы через детектор. Измеряя промежуток времени между моментом появления сигнала на выходе детектора и моментом прохождения частицы через камеру, определяют координату места прохождения частицы.

Первая дрейфовая камера была изготовлена в 1969 г. На рис. 11.4 приведен модуль камеры. В объеме дрейфовой камеры имеется участок однородного электрического поля, образующего дрейфовый промежуток, так что время дрейфа электронов примерно линейно связано с координатой проходящей частицы.

В многомодульной дрейфовой камере регистрируются две величины: номер сработавшей нити (номер модуля) и время появления сигнала после момента прохождения частицы. Временно́е, а также пространственное разрешение такой камеры характеризуется временем нарастания электрического сигнала на рабочей нити. Время нарастания сигнала зависит от начала распределения электронов после термализации и диффузии электронов за время дрейфа.

Для камер с небольшим дрейфовым промежутком (порядка 20 мм) разрешающее время составляет 10 нс и точность определения кооординаты — 50 мкм. Эти основные характеристики примерно на порядок превышают характеристики обычных пропорциональных камер, причем в десятки и сотни раз сокращается число каналов. Это достигается за счет более сложной электроники, что связано с необходимостью измерения времени дрейфа электронов от места их образования до сигнальной проволочки.

В камерах с большими дрейфовыми промежутками поверхность чуствительной области составляет десятки квадратных метров. При увеличении дрейфового проме́жутка L временно́е и пространственное разрешение ухудшается примерно как $1/\sqrt{L}$. Обычно длина дрейфового промежутка составляет 0,5 м. Временно́е и пространственное разрешение в больших дрейфовых камерах примерно соответствует характеристикам обычных пропорциональных камер (50 нс и 500 нм).

Дрейфовые камеры значительно уступают обычной пропорциональной камере по времени восстановления (т. е. времени, после

которого камера снова способна регистрировать частицы). Это существенно при работе в больших потоках частиц.

Действительно, в пропорциональном детекторе после регистрации частицы вблизи нити (благодаря газовому усилению) образуется электронная лавина. После собирания электронов на нить (время 10^{-9} с) вблизи нити остается медленно рассасывающееся облако ионов, которое искажает электрическое поле в окрестности образования лавины (порядка 10 мкм). Требуется некоторое время для того, чтобы на данном участке детектор смог воспроизвести неискаженный сигнал от прохождения другой частицы. В обычных условиях при коэффициенте газового усиления меньше 10^6 допустимая загрузка составляет 10^4 частиц на 1 мм участка нити. В пропорциональных камерах с шагом в 1 мм это означает, что предельная плотность частиц составляет 10^4 частиц/мм^2. В дрейфовых камерах на рабочую нить собираются электроны, прошедшие через весь дрейфовый промежуток, поэтому допустимая плотность частиц в дрейфовых камерах оказывается значительно ниже. Если принять то же предельное значение нагрузки на единицу длины нити (10 частиц на 1 мм), то в дрейфовой камере допустимая плотность равна плотности 10^4 частиц на 1 мм, деленной на длину дрейфового промежутка L.

Таким образом, обычная пропорциональная камера имеет значительно большее быстродействие. Основная область применения дрейфовых камер — это создание больших поверхностей чувствительной зоны для детектирования вторичных частиц. Коэффициенты газового усиления в дрейфовых камерах на один-два порядка меньше, чем в пропорциональных камерах, поэтому дрейфовые камеры с небольшими дрейфовыми промежутками сравнимы по загрузке с обычными пропорциональными камерами, но превосходят их по пространственному и временно́му разрешению.

11.5. Многопроволочная трехмерная пропорциональная дрейфовая камера

Многопроволочная дрейфовая камера позволяет определять координату частицы (по номеру сработавшего канала и времени от момента прохождения частицы до возникновения сигнала) и вместе с тем проводить измерение амплитуды импульса от каждой проволочки. Это позволяет проводить идентификацию каждой частицы на основе измерения с высокой точностью ее ионизирующей способности. Ионизирующая способность измеряется путем многократного измерения ионизации, создаваемой одной и той же частицей на разных проволочках.

Один из вариантов такой камеры показан на рис. 11.5. Камера имеет два двухметровых дрейфовых промежутка и 330 проволочек, расположенных в одной плоскости, параллельной электродам (таким образом, нити находятся в плоскости, находящейся на одинаковом расстоянии от двух заряженных отрицательно электродов). Длина камеры равна 5 м, общий чувствительный объем составля-

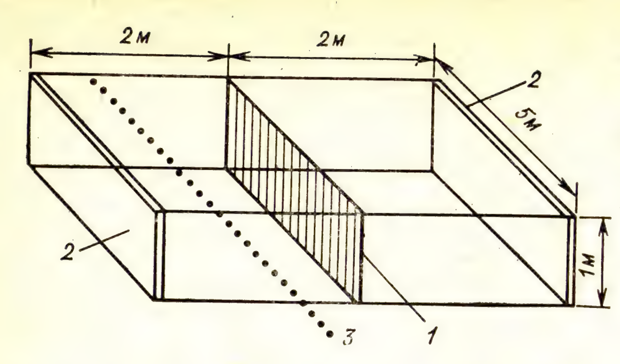


Рис. 11.5. Объемная пропорциональная дрейфовая камера:

1 — сигнальные проволочки (аноды); 2 — электроды (катоды); 3 — трек частицы

ет 20 м³. Точность определения координаты по времени дрейфа составляет 2 мм. Ряд рабочих нитей позволяет сделать 330 измерений dE/dx на трек. Этого достаточно, чтобы определить ионизирующую способность отдельной частицы с погрешностью около $\pm 2{,}5$ %. При известном импульсе частицы этого достаточно для разделения π-мезонов, K-мезонов и протонов вплоть до 100 ГэВ.

11.6. Применение многодетекторных систем

Многодетекторные системы, состоящие из большого числа сцинтилляционных, черенковских, полупроводниковых детекторов, находят весьма широкое применение в физике высоких энергий, в ядерной физике и других областях науки и техники.

Во всех случаях, когда необходимо получить сведения о распределении частиц в пространстве или времени, а также во всех случаях, когда необходимо регистрировать сложные события, связанные с взаимодействием частиц с веществом, применяют многодетекторные системы.

Особенно широкое применение находят многопроволочные камеры. Их применяют в физике элементарных частиц, а также в прикладных исследованиях: в медицине (для получения изображений), в нейтронографии, рентгеновской дифрактометрии, в радиографии.

Особенно широко проволочные камеры используют в экспериментах для бесфильмовой регистрации треков частиц. Это обусловлено тем, что камеры обладают:

высоким временны́м и пространственным разрешением;

небольшим временем восстановления;

позволяют работать совместно с ЭВМ;

позволяют предварительно отбирать информацию с помощью специализированных цифровых и аналоговых систем;

позволяют проводить эксперимент совместно с широким набором различных детекторов (сцинтилляционных и черенковских детекторов, полупроводниковых детекторов, детекторов полного поглощения и др.).

Глава 12

ТРЕКОВЫЕ ДЕТЕКТОРЫ ЗАРЯЖЕННЫХ ЧАСТИЦ

Все типы детекторов, с помощью которых определяют траекторию заряженной частицы, можно условно подразделить на два класса.

В физике элементарных частиц широко применяют многодетекторные системы, состоящие из большого числа (10^3—10^4) детекторов, соединенных с ЭВМ. К ним относятся сцинтилляционные, газоразрядные и полупроводниковые детекторы. Точность определения координат траектории частицы, число регистрируемых точек и их плотность определяются размерами чувствительной области детектора. Для наиболее совершенных детекторов — пропорциональных проволочных камер — точность определения координаты составляет десятки микрометров. Другим типом детектора этого класса является дрейфовая камера, в которой координаты следа частицы измеряются по времени дрейфа электронов от места их образования до коллектора. Дрейфовые камеры работают совместно с ЭВМ, что позволяет производить обработку результатов в процессе эксперимента.

В настоящей главе рассматриваются детекторы другого класса, позволяющие получать непосредственно фотографию трека (от английского track — след), образованного заряженной частицей в среде. К таким детекторам относятся: камера Вильсона, диффузионная, разрядно-конденсационная, стримерная и пузырьковая камеры, ядерные эмульсии и твердотельные трековые детекторы. Характерным для всех детекторов этого класса является регистрация эффекта, вызываемого частицей в среде вблизи своей траектории. Естественно, что детекторы этого класса дают наиболее полную информацию о треке частицы. Действительно, можно рассматривать трековый детектор как многодетекторную систему. Тогда камера Вильсона — это многодетекторная система, содержащая при атмосферном давлении 10^{19} детекторов в 1 см^3 своего объема. Естественно, что проволочная камера содержит на много порядков меньше детекторов. Изучение свойств детекторов, позволяющих непосредственно наблюдать и фотографировать треки частиц в различных регистрирующих средах, позволяет оценить предельные возможности любых детекторов.

Принципы регистрации треков заряженных частиц в различных средах существенно различаются. Однако это различие проявляется только на последней стадии образования трека и при его регистрации. Начальные стадии образования трека различаются несущественно.

Трек частицы. Быстрая заряженная частица, проходя через вещество, теряет свою энергию в результате столкновений с электронами вещества и столкновений с ядрами. Радиационные потери и потери на излучение Вавилова — Черенкова, в результате которых энергия передается на большие расстояния от траектории частицы, в дальнейшем не рассматриваются. Столкновения с элек-

тронами приводят к возбуждению и ионизации вещества, столкновения с ядрами, кроме того, к изменению структуры вещества, возникновению дефектов и ядерным реакциям.

Относительная роль этих механизмов определяется типом частиц и природой вещества. Электроны, протоны и γ-кванты теряют свою энергию в основном за счет ионизации, в то время как примерно 50 % энергии быстрых нейтронов расходуется на атомные (ядерные) столкновения.

Можно считать, что быстрая заряженная частица теряет энергию в основном на возбуждение и ионизацию атомов, расположенных вблизи ее траектории.

Процесс образования трека частицы в различных детекторах можно условно разбить на две основные стадии.

На первой стадии, длительность которой определяется скоростью частицы и размерами детектора (10^{-14}—10^{-8} с), происходит потеря энергии быстрой заряженной частицы в веществе. В результате образуется большое число носителей заряда с энергией выше тепловой, а также возбужденных атомов и молекул. Характер потерь определяется в первую очередь свойствами частицы, средним потенциалом ионизации среды и в общих чертах одинаков для всех типов детекторов.

На второй стадии образования носители заряда и возбужденные атомы и молекулы взаимодействуют со средой (и, возможно, друг с другом). Энергия носителей заряда уменьшается, и в конце стадии они находятся в тепловом равновесии со средой.

Вторая стадия в отличие от первой существенно зависит от свойств вещества.

Принципы регистрации треков. Для пояснения основных принципов работы трековых детекторов рассмотрим возможные модели трека.

Пусть заряженная частица проходит через газ. Тогда после термализации трек состоит из раздельных пространственно ионов и электронов и возбужденных атомов и молекул. Возбужденные атомы и молекулы в течение короткого времени (10^{-8} с) переходят в невозбужденное состояние. При этом возможно испускание фотонов. Эти фотоны с помощью оптической системы могут быть сфокусированы на катод ЭОП. Таким образом может быть получено изображение светящегося трека (поскольку возбужденные атомы и молекулы расположены в области трека частицы).

При большой плотности ионизации в треке возможна рекомбинация носителей заряда. Эта рекомбинация также приводит к возбуждению атомов и молекул с последующим высвечиванием. Рекомбинационное свечение несколько затянуто во времени относительно свечения непосредственно возбужденных атомов и молекул.

Рекомбинационное свечение можно уменьшить с помощью внешнего электронного поля (если последнее уменьшает число актов рекомбинации).

По существу здесь описан принцип получения изображения светящегося следа, состоящего из возбужденных центров свечения.

Такой след образуется в любом сцинтилляторе (газообразном, жидком, твердом). Впервые светящиеся следы (треки) наблюдались с помощью ЭОП В. К. Завойским с сотрудниками в кристаллах CsI(Tl). Прибор получил название люминесцентная камера.

Продолжим рассмотрения трека в газе. Избежавшие рекомбинации электроны и ионы могут быть зарегистрированы различными способами. Можно с помощью короткого высоковольтного импульса разогнать электроны до энергии, достаточной для возбуждения и ионизации основного газа. При достаточно коротком импульсе (10^{-8}—10^{-9} с) возбуждение атомов и молекул и их ионизация происходит вблизи трека частицы. Регистрируя свечение следа в зависимости от режима усиления, можно получить световую, стримерную и искровую камеры. Во всех этих приборах происходит усиление свечения следа за счет энергии электрического поля. Светящийся след может быть сфотографирован с помощью усилителей яркости различного типа (ЭОП) или при большом внутреннем усилении (при больших напряженностях электрического поля) с помощью обычных фотографических систем (стереофотоаппаратов). Совершенно очевидно, что геометрические параметры трека в процессе усиления существенно изменяются и тем больше, чем больше время действия электрического поля на трек. Чем меньше время между моментом образования трека и моментом его регистрации, тем меньше ширина трека. Однако ширина трека в принципе не может быть меньше значения, определенного процессом термализации электронов. Эта минимальная ширина трека уменьшается при увеличении давления газа. Ее можно уменьшить, если ввести в газ специальные примеси, которые захватывают электроны в процессе термализации и тем самым уменьшают ширину трека.

Другой принцип регистрации трека частицы в газе основан на явлении, открытом Вильсоном. Оказалось, что ионы являются центрами конденсации, причем рост капель на ионах происходит при меньшем пересыщении, чем на незаряженных центрах тех же размеров. Поэтому оказалось возможным создать такое пересыщение, при котором капли будут конденсироваться в основном только на ионах. Заряженная частица, проходя через объем, заполненный смесью газа и пересыщенного пара, образует на своем пути капли. Число капель при определенных условиях равно числу ионов. Необходимое пересыщение создается либо с помощью расширения смеси газа и пара (камера Вильсона), либо путем диффузии смеси пара и газа в охлаждаемый объем (диффузионная камера). В камере Вильсона конденсация происходит на ионах (а не на электронах), поэтому ширина трека будет определяться пространственным распределением ионов (а не электронов, как в световой и стримерной камерах). Отсюда следует, что ширина следа в камере Вильсона может быть существенно меньше, чем в камерах с электронным усилением трека. Конденсация капель происходит как на положительных, так и на отрицательных ионах. Добавляя примеси

газов, захватывающих электроны, можно менять число капель в треке, а также их пространственное распределение.

Как уже упоминалось, в жидкостях возможна регистрация следа по свечению атомов и молекул. В частности, такое свечение наблюдается в жидком ксеноне. Это свечение можно погасить, если ввести в ксенон гасящие примеси, роль которых заключается в том, что энергия возбужденного состояния в их присутствии не излучается, а переходит в тепловую. Это локальное выделение тепла в треке приводит к весьма важному явлению, впервые продемонстрированному в опытах Глезера. Оказалось, что такое локальное выделение тепла приводит к образованию пузырьков в перегретой жидкости. Заряженная частица, проходя через перегретую жидкость, образует трек, состоящий из отдельных пузырьков. Как и следовало ожидать, в сцинтиллирующем ксеноне благодаря тому, что часть энергии, переданной веществу, уносится фотонами, пузырьковые треки не образуются.

Важно отметить, что в пузырьковой камере, так же как и в камере Вильсона, происходит как бы усиление трека за счет энергии фазового перехода; в пузырьковой камере — за счет энергии перегретой жидкости; в камере Вильсона — за счет энергии пересыщенного пара.

Подчеркнем, что в принципе для усиления треков можно использовать любое метастабильное состояние. В частности, при достаточно низких температурах возможен переход газ — твердое тело. В камере Вильсона, заполненной газом и парами воды, можно наблюдать возникновение вдоль следа частицы кристалликов льда. Для регистрации треков можно использовать пересыщенные растворы жидкостей, растворы газа в жидкости, твердые растворы.

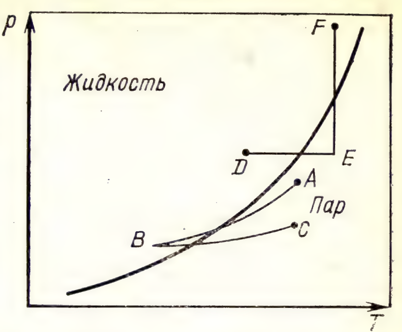
Однако до настоящего времени нашли применение только два метода наблюдения треков заряженных частиц с использованием метастабильных состояний: метод наблюдения следов заряженных частиц в перегретом паре и метод наблюдения следов заряженных частиц в перегретой жидкости. Как первый, так и второй методы основаны на том, что заряженная частица, проходя через вещество, находящееся в метастабильном состоянии, вызывает на своем пути образование новой фазы. (Фазами вещества здесь будем называть такие состояния, которые могут существовать одновременно в равновесии друг с другом, соприкасаясь между собой по поверхности раздела.)

Для осуществления как первого, так и второго метода необходимо, чтобы образование новой фазы происходило преимущественно на центрах, возникающих после прохождения заряженной частицы через пересыщенный пар или перегретую жидкость. Необходимо также, чтобы численные значения пересыщения пара и перегрева жидкости лежали в определенных пределах.

Если при фазовом переходе кривизна поверхности раздела не изменяется, то между ними возможно устойчивое термодинамическое равновесие. Пар, находящийся в равновесии с жидкостью,

Рис. 12.1. Зависимость давления насыщенного пара над плоской поверхностью жидкости от температуры:

AB — расширение газа в камере Вильсона; *CB* — охлаждение в диффузионной камере; *FE* — расширение жидкости в пузырьковой камере; *ED* — охлаждение жидкости



при плоской поверхности раздела называют насыщенным. Если давление пара p больше давления насыщенного пара $p_н$ при той же температуре, то пар будет пересыщен. При плоской поверхности раздела пересыщенный пар будет конденсироваться в жидкость. Наоборот, если пар ненасыщен ($p < p_н$), будет испаряться жидкость.

Кривая равновесия двух фаз (жидкости и газа) в координатах p, T (где p — давление, T — температура) имеет вид, показанный на рис. 12.1. Слева от кривой — относительно более устойчивое жидкое состояние, справа от кривой — газообразное. При непрерывном изменении давления и температуры точка, характеризующая состояние системы, может пересечь кривую равновесия фаз. В этом случае происходит переход от одной фазы к другой с образованием поверхности раздела. (Напомним, что непрерывный переход от жидкости к газу можно осуществить, и не пересекая кривую равновесия, в обход критической точки.)

Однако фазовые переходы в однородных системах (т. е. лишенных примесей, загрязнений и физических неоднородностей), как правило, совершаются путем перехода через метастабильное состояние. Таким путем при охлаждении паров жидкости или нагревании жидкости можно получить пересыщенный пар или перегретую жидкость. В камере Вильсона охлаждение пара происходит при адиабатическом расширении. При этом давление пара и его температура изменяются по кривой *AB*. В диффузионной камере пар становится пересыщенным при диффузии в охлаждаемый объем (переход от точки *C* к точке *B*). Наоборот, при нагревании жидкости (переход от точки *D* к точке *E*) или при резком уменьшении внешнего давления (переход от точки *F* к точке *E*) можно получить перегретую жидкость. В общем случае жидкость называют перегретой, если внешнее давление меньше, чем давление насыщенных паров при температуре жидкости. Поэтому перегрев жидкости можно характеризовать разностью давлений $p_s - p$, где p_s — давление в точке фазового перехода. Переход от точки *F* к точке *E* используется для получения перегретой жидкости в пузырьковой камере.

Другая ситуация возникает при прохождении заряженной частицы через твердое тело. Здесь, как и в жидкости, возможна

регистрация светящегося трека. По существу это получение изображения тем или иным путем (фотографирование) отдельной сцинтилляции.

Совершенно другой метод регистрации треков в твердом теле основан на эффектах, связанных с пространственным разделением свободных зарядов. В диэлектриках в процессе термализации электронов возможен их захват на глубокие ловушки. В результате в объеме диэлектрика образуется стабильный трек, состоящий из разделенных пространственно носителей заряда. Выявление такого трека может быть осуществлено различными способами.

Возникающие объемные заряды приводят к изменению расположения атомов в решетке. Эти изменения структуры радиусом несколько десятков ангстрем могут быть выявлены путем травления в растворителях. Скорость травления в треке больше, чем в необлученном материале, поэтому диаметр трека с увеличением времени травления растет. После травления при достаточном оптическом увеличении наблюдаются треки частиц.

При нагревании детектора электроны могут выйти из ловушки и рекомбинировать. Если рекомбинация излучательная, то свечение может быть зарегистрировано. Как и в люминесцентных камерах, возможно получение изображения светящегося трека.

Треки заряженных частиц обычно не возникают в проводниках и полупроводниках потому, что в них пространственно разделенные заряды либо уходят из трека, либо рекомбинируют. Поэтому в трековых детекторах при введении сцинтиллирующих добавок эффективность образования трека уменьшается (в то время как число фотонов в сцинтилляции растет).

Особое место среди трековых детекторов занимают ядерные эмульсии. Ядерная эмульсия состоит из кристаллов бромистого серебра размерами 0,3—0,5 мкм, взвешенных в желатине. Проходя через кристалл бромистого серебра, заряженная частица образует на своем пути электроны и дырки. В результате процессов, происходящих в объеме кристалла, возникает так называемый центр скрытого фотографического изображения, состоящий из нескольких атомов серебра.

Центр скрытого фотографического изображения, содержащий число атомов больше некоторого критического значения, превращается в центр проявления. Центр проявления в дальнейшем играет роль зародыша новой фазы (серебра). Последующее проявление связано с ростом этой новой фазы, в результате чего зерно бромистого серебра превращается в зерно серебра. Таким образом, проявленный трек частицы представляет собой цепочку зерен серебра в желатине.

Ядерная эмульсия может регистрировать любые виды ионизирующих частиц — это ионизационный детектор. В отличие от камеры Вильсона и стримерной камеры она обладает большим временем памяти.

12.1. Камера Вильсона

Камера Вильсона позволяет наблюдать треки заряженных частиц в газе. В результате конденсации пересыщенного пара на каждом ионе вырастает капля видимых размеров. Время между моментом прохождения частицы через камеру и началом конденсации можно изменять в широких пределах, поэтому камера Вильсона позволяет изучать треки на различных стадиях их формирования.

Усиление трека в камере происходит за счет энергии фазового перехода пересыщенный пар — жидкость.

12.1.1. Принцип действия

Камера Вильсона представляет собой замкнутый сосуд, заполненный смесью газа и пара. В заданный момент времени, который может быть синхронизирован с моментом прохождения через камеру заряженных частиц, давление в объеме камеры с помощью специального механизма резко понижается от величины p_1 до величины p_2, что приводит к охлаждению смеси газа и пара, в результате чего пар становится пересыщенным. Если начальное давление в камере p_1 равно давлению насыщенного пара p_2, то пересыщение после расширения

$$S = \frac{p(T_2)}{p_н(T_2)}, \qquad (12.1)$$

где $p(T_2)$ — давление пара при температуре T_2; $p_н(T_2)$ — давление насыщенного пара над плоской поверхностью раздела фаз при той же температуре.

Вильсон обнаружил, что при определенном пересыщении S_1 в объеме камеры наблюдаются треки заряженных частиц, состоящие из отдельных капелек жидкости. Эти следы хорошо видны при освещении в результате рассеяния света на каплях. При увеличении пересыщения до величины S_2 образуется плотный туман, и наблюдение треков становится невозможным. В первом случае конденсация капель происходит на ионах, во втором — на незаряженных центрах конденсации. Соответственно пересыщение S_1 называют границей конденсации на ионах, а S_2 — границей образования тумана.

12.1.2. Центры конденсации

Описанная картина соответствует поведению камеры Вильсона в условиях, когда ее объем очищен от мелких взвешенных в газе твердых или жидких частиц (размерами 10^{-4}—10^{-6} см), которые являются центрами конденсации. В обычном неочищенном газе такие центры всегда существуют (например, в воздухе рабочих помещений содержится до 10^6 частиц в 1 см^3). Поэтому при заполнении камеры Вильсона неочищенным газом при расширении в ее

объеме возникает туман даже при пересыщениях, меньших S_1. Выросшие капли могут быть удалены из объема камеры с помощью дополнительных «медленных» расширений. В результате капли под действием силы тяжести осаждаются на дно. При многократном повторении этой процедуры объем камеры полностью очищается от центров конденсации. В очищенной камере при пересыщении S_1 происходит конденсация капель на ионах, а при пересыщении S_2 — на незаряженных центрах (флуктуациях плотности газа и пара).

12.1.3. Граничные пересыщения

Если в очищенной камере создать пересыщение S, удовлетворяющее условию $S_1 < S < S_2$, то в объеме камеры будут наблюдаться треки заряженных частиц. Чтобы понять, почему в этих условиях происходит конденсация на ионах, определим, как зависят пересыщения S_1 и S_2 от радиуса капли и как они связаны с параметрами газа и пара.

Прежде всего найдем, чему равно пересыщение, при котором капля радиусом r находится в термодинамическом равновесии с окружающим его паром.

Незаряженные капли. Покажем, что если при плоской поверхности раздела фаз $S=1$ по определению, то при выпуклой поверхности раздела $S>1$, т. е. капля будет находиться в термодинамическом равновесии с паром, только если пересыщение больше единицы.

Известно, что благодаря поверхностному натяжению давление p_1 внутри капли больше, чем давление $p_н$ окружающего ее пара, а именно:

$$p_1 = p_н + \frac{2\alpha}{r}, \qquad (12.2)$$

где r — радиус капли; α — коэффициент поверхностного натяжения. Это приводит к тому, что равновесное давление пара над выпуклой поверхностью оказывается больше равновесного давления пара над плоской поверхностью. Рассмотрим систему, состоящую из сосуда заполненного жидкостью, в которую помещен капилляр (рис. 12.2,*а*). Если стенки капилляра не смачиваются жидкостью, то мениск будет выпуклым (в первом приближении — полусфера). Под действием поверхностного давления жидкость в капилляре опустится ниже уровня плоской поверхности на величину

$$h = \frac{2\alpha}{r\rho g}, \qquad (12.3)$$

где ρ — плотность жидкости; g — укорение силы тяжести.

Система, показанная на рис. 12.2,*а*, находится в термодинамическом равновесии, что позволяет найти зависимость между давлением пара над выпуклой поверхностью радиуса r и давлением пара над плоской поверхностью.

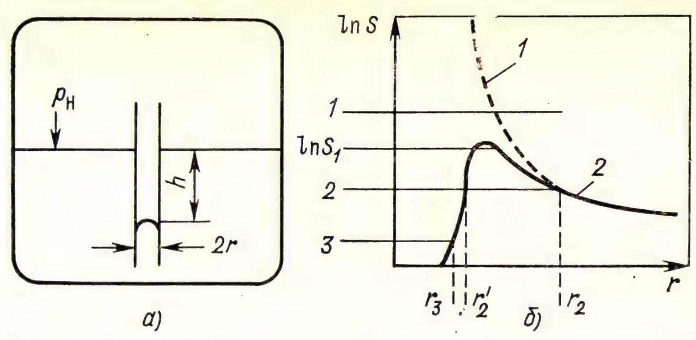


Рис. 12.2. Равновесное давление пара над выпуклой поверхностью:

а — увеличение равновесного давления над выпуклой поверхностью радиусом *r*; *б* — зависимость равновесных пересыщений от радиуса заряженной и незаряженной (пунктир) капли:

$$1 - \frac{\mu}{\rho RT}\frac{2\alpha}{r}\;;\quad 2 - \frac{\mu}{\rho RT}\left(\frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4}\right)$$

Поскольку давление пара, заполняющего сосуд, находящийся в поле тяжести, изменяется с высотой, давление над плоской поверхностью $p_н$ будет меньше, чем давление p над выпуклой поверхностью жидкости, находящейся в капилляре. Согласно барометрической формуле

$$p = p_н \exp\left(-\frac{\mu g h}{RT}\right), \tag{12.4}$$

где μ — молекулярная масса пара; R — газовая постоянная; T — температура пара.

При выпуклом мениске h отрицательно и всегда $p > p_н$. Подставляя значение h в формулу (12.4), получаем

$$p = p_н \exp\left(\frac{2\mu\alpha}{r\rho RT}\right). \tag{12.5}$$

Таким образом, равновесие пересыщения вблизи сферической поверхности

$$S = \frac{p}{p_н} = \exp\frac{2\mu\alpha}{\rho r RT}$$

или

$$\ln S = \frac{\mu}{R\rho T}\frac{2\alpha}{r}. \tag{12.6}$$

Чем больше пересыщение, тем меньше равновесный радиус капли. Вероятность образования зародыша новой фазы увеличивается с уменьшением его размеров. При достаточно большом пересыщении конденсация пара происходит на флуктуациях плотности. Это пересыщение и есть граница образования тумана. Зависимость равновесного пересыщения от радиуса незаряженной капли показана на рис. 12.2,*б* пунктиром.

Заряженные капли. Поведение заряженной капли в пересыщенном паре существенно отличается от поведения незаряженной

капли того же радиуса. Это обусловлено тем, что к силам поверхностного натяжения добавляется сила электростатического отталкивания.

Давление внутри заряженной капли

$$p_1 = p_н + \frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4}. \qquad (12.7)$$

Два члена в правой части (12.7) характеризуют давление, обусловленное поверхностным натяжением $\frac{2\alpha}{r}$ и электрическим полем $\frac{e^2}{8\pi r^4}$. Их знаки противоположны, потому что с уменьшением радиуса капли потенциальная энергия поверхностного натяжения убывает, а электростатическая потенциальная энергия растет. Поэтому над заряженной каплей давление всегда меньше, чем над незаряженной.

Равновесное пересыщение для заряженных капель может быть определено, если в (12.2) вместо $p_1 - p_н = \frac{2\alpha}{r}$ подставить значение $p_1 - p_н$ для заряженной капли из формулы (12.7). Тогда равновесное пересыщение для капли, несущей один электрический заряд, запишем

$$\ln S_1 = \ln \frac{p}{p_н} = \frac{\mu}{R\rho T}\left[\frac{2\alpha}{r} - \frac{e^2}{8\pi r^4}\right], \qquad (12.8)$$

где μ, R, ρ, T имеют те же значения, что и в (12.6).

Зависимость равновесного пересыщения от радиуса заряженной капли показана на рис. 12.2,*б* сплошной линией (от радиуса незаряженной капли — пунктирной линией).

Для анализа поведения заряженных и незаряженных капель в пересыщенном паре необходимо исследовать, устойчиво или неустойчиво равновесие двух фаз. Для этого необходимо исследовать, как изменяется термодинамический потенциал двухфазной системы в зависимости от радиуса капли. Этому посвящен подразд. 12.1.4.

Исследование поведения термодинамического потенциала в зависимости от радиуса заряженной капли показывает, что при малых r заряженная капля может находиться в устойчивом термодинамическом равновесии с окружающим ее паром. Эта область соответствует левой ветви кривой пересыщения, и в ней при любом пересыщении заряженная капля радиусом больше равновесного r будет испаряться, а капля радиусом меньше r — расти.

При радиусах капли больше 10^{-7} см для образования заряженных и незаряженных капель требуется одно и то же пересыщение. Но при меньших радиусах для роста незаряженных капель необходимо пересыщение больше единицы, заряженные капли растут в насыщенном и даже ненасыщенном паре.

В атмосферном воздухе всегда имеется некоторое количество водяного пара, поэтому при ионизации воздуха всегда возникают

маленькие капли, которые, как уже упоминалось, находятся в термодинамическом равновесии с паром.

В табл. 12.1 приведены экспериментальные данные для конденсации на положительных и отрицательных ионах.

Таблица 12.1. **Пересыщение $\left(\frac{p}{p_н}\right)_{эксп}$, при котором начинается конденсация капель на ионах**

Пар	μ	$\rho_ж$, $\frac{2}{см^2}$	$\left(\frac{p}{p_н}\right)_{эксп}$	Знак иона
H_2O	18	1,0	4,14	—
C_2H_5OH	46	0,81	1,94	+
CH_3OH	32	0,81	2,95	+

Для всех применяемых жидкостей разница между S_1 и S_2 обычно невелика. Пересыщение не зависит от природы газа и уменьшается с увеличением температуры фазового перехода.

Зависимость пересыщений от температуры. Пересыщения, соответствующие границе образования капель на ионах S_1 и границе образования тумана S_2, могут быть представлены в виде

$$\ln S_1 \sim \alpha T^{-1};$$

$$\ln S_2 \approx \alpha^{3/2} T^{-3/2}.$$

Как видно, область пересыщения, при которой камера может работать, зависит от свойств жидкости и температуры смеси газа и пара.

12.1.4. Термодинамика образования новой фазы

Поведение пересыщенного пара и перегретой жидкости подчиняется одним и тем же закономерностям. Для определенности рассмотрим процесс образования жидкой фазы (первая фаза) в паре (вторая фаза). Те же соотношения будут справедливы и для обратного процесса образования пузырьков в жидкости. В обоих случаях величины, относящиеся к вновь образовавшейся фазе, будут обозначаться индексом 1.

Допустим, что в замкнутом сосуде, заполненном парами жидкости при давлении p и температуре T, образовалась капля жидкости. Так как давление и температура постоянны, изменение состояния системы при этом переходе следует характеризовать изменением термодинамического потенциала системы.

В начальном состоянии, когда в сосуде находились только пары жидкости, термодинамический потенциал равен:

$$\Phi_2 = m(f_2 + pV_2) = m\varphi_2, \qquad (12.9)$$

где m — полное число частиц; p — внешнее давление; V_2 — объем, приходящийся на одну молекулу газа (удельный объем); $f_2 = f_2(V_2, T)$ — удельная свободная энергия; φ_2 — удельный термодинамический потенциал.

Термодинамический потенциал системы после образования в паре капли объемом $V=V_1m_1$ (где V_1 — объем, приходящийся на одну молекулу жидкости, m_1 — число молекул) можно представить так:

$$\Phi=m_2(f_2+pV_2)+m_1(f_1+pV_1)+\alpha S=m_2\varphi_2+m_1\varphi_1+\alpha S, \qquad (12.10)$$

где $f_1=f_1(V_1,\ T)$ — удельная свободная энергия; S — поверхность капли; α — поверхностное натяжение; m_1, m_2, V_1, V_2 — соответственно число молекул и удельные объемы жидкости и газа. Полное число частиц m неизменно, причем $m=$ $=m_1+m_2$.

Образовавшаяся капля будет иметь шарообразную форму, так как поверхность раздела фаз стремится сократиться до минимума, а влияние сил тяжести для маленьких капель несущественно. Тогда $S=4\pi r^2$, где r — радиус капли. Если объем капли равен V, а объем одной молекулы V_1, то число молекул

$$m_1 \frac{V}{V_1}=\frac{4\pi r^3}{3V_1}.$$

Подставив значение m_1 в формулу (12.10) и учитывая, что $m_2=m=m_1$, получим:

$$\Phi=\frac{4\pi r^3}{3V_1}(\varphi_1-\varphi_2)+m\varphi_2+4\pi\alpha r^2. \qquad (12.11)$$

Если образование новой фазы приводит к уменьшению термодинамического потенциала, т. е. если $\frac{d\Phi}{dr}<0$, то возникающее при этом состояние будет устойчивым. Капля жидкости в этом случае будет расти. Если, наоборот, с увеличением радиуса капли термодинамический потенциал возрастает $\left(\frac{d\Phi}{dr}>0\right)$, то состояние системы будет неустойчивым. В этом случае образовавшиеся капли будут испаряться. При условии $\frac{d\Phi}{dr}=0$ капля будет находиться в равновесии с паром.

Определим, как изменяется термодинамический потенциал системы при изменении размеров образовавшейся капли при неизменных V_1 и V_2. В этом процессе, соответствующем переходу пара в жидкость, изменяются m_1 и m_2.

Из уравнения (12.11) имеем:

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{V_1,\ V_2}=\frac{4\pi r^2}{V_1}(\varphi_1-\varphi_2)+8\pi\alpha r. \qquad (12.12)$$

Процесс образования новой фазы в камере Вильсона, диффузионной и пузырьковой, происходит, как правило, при постоянном давлении. При этом в камере Вильсона и в диффузионной камере давление пара выше давления насыщенного пара, а в пузырьковой камере внешнее давление на жидкость ниже давления, при котором начинается кипение. Если давление (при данной температуре) в точке фазового перехода равно p_S, а давление в камере p, то разность $p-p_S$ будет положительна в камере Вильсона (при конденсации) и отрицательна в пузырьковой камере (когда фазовый переход представляет собой образование в жидкости пузырьков пара).

Для небольших отклонений от состояния равновесия, когда $p - p_S$ мало, имеем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = \varphi_1(p_S) + \frac{\partial\varphi_1}{\partial p}(p - p_S) - \varphi_2(p_S) - \frac{\partial\varphi_2}{\partial p}(p - p_S). \qquad (12.13)$$

Принимая во внимание, что при плоской поверхности раздела обе фазы находятся в равновесии при давлении p_S, т. е. $\varphi_1(p_S) = \varphi_2(p_S)$, а также что $\frac{\partial\varphi_1}{\partial p} = V_1$ и $\frac{\partial\varphi_2}{\partial p} = V_2$, имеем

$$\varphi_1 - \varphi_2 = (V_2 - V_1)(p_S - p). \qquad (12.14)$$

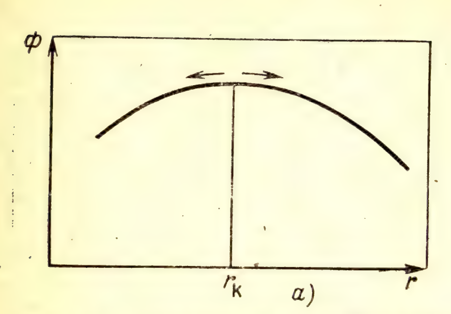
Теперь исследуем знак $\frac{\partial\Phi}{\partial r}$ в уравнении (12.12) в зависимости от радиуса капли.

Если капля образовалась в насыщенном или ненасыщенном паре, то $p \leqslant p_S$ и $p_S - p \geqslant 0$. Так как объем V_2, приходящийся на одну молекулу в паре, больше, чем объем V_1, приходящийся на молекулу в жидкости, то $V_2 - V_1 > 0$ и $\varphi_1 - \varphi_2 > 0$. Из уравнения (12.12) следует, что в этом случае $\frac{\partial\Phi}{\partial r} > 0$, так как второй член также больше нуля. Это означает, что рост капли приводит к увеличению термодинамического потенциала системы. Поэтому капли, образовавшиеся в ненасыщенном и насыщенном паре, будут неустойчивы. Капли будут испаряться и равновесие наступит после полного их испарения.

В пересыщенном паре, т. е. когда $p_S - p < 0$ и соответственно $\varphi_1 - \varphi_2 < 0$, знак $\frac{\partial\Phi}{\partial r}$ зависит от размера образовавшейся капли, так как первый и второй члены в уравнении (12.12) имеют разные знаки и различно зависят от r. При очень малых r преобладает второй член и $\frac{\partial\Phi}{\partial r} > 0$. Образовавшиеся капли будут испаряться. При больших r преобладает первый член и $\frac{\partial\Phi}{\partial r} < 0$. Образовавшаяся капля будет продолжать расти. На рис. 12.3,*а* приведен график зависимости термодинамического потенциала системы, находящейся в метастабильном состоянии, от размеров капли. При значении $r_к$ термодинамический потенциал имеет максимум $\frac{\partial\Phi}{\partial r} = 0$. Капля, имеющая размеры $r_к$, будет находиться в неустойчивом равновесии с паром. Капли с радиусом $r_к$ называют «зародышами». Из сказанного следует, что для образования новой фазы необходимо возникновение ее зародышей в старой фазе.

Размер зародыша определяется условием $\frac{\partial\Phi}{\partial r}$ в формуле (12.12):

$$r = -\frac{2\alpha V_1}{\varphi_1 - \varphi_2}. \qquad (12.15)$$



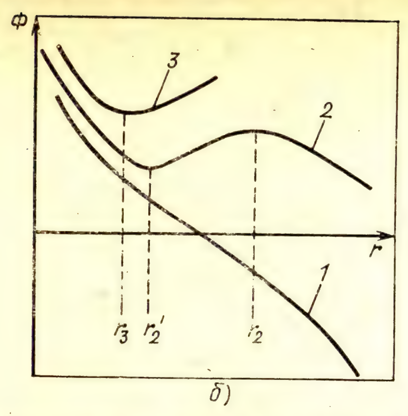


Рис. 12.3. Зависимость термодинамического потенциала Ф системы, находящейся в метастабильном состоянии, от радиуса капли:

а — незаряженные капли; *б* — заряженные капли при различных пересыщениях $S_1 > S_2 > S_3$

Или, подставляя в (12.15) значение $\varphi_1 - \varphi_2$ из (12.13), имеем

$$r_к = \frac{2\alpha V_1}{(V_2 - V_1)(p - p_S)}. \qquad (12.16)$$

Из формулы (12.16) видно, что размер зародыша (критический радиус) пропорционален коэффициенту поверхностного натяжения α. Чем больше $p - p_S$, т. е. чем больше пересыщен пар, тем меньше $r_к$.

Вычислим вероятность образования зародышей новой фазы в пересыщенном паре и перегретой жидкости. Вероятность малых флуктуаций в макроскопической системе определяется работой, которую необходимо произвести для образования зародыша.

Образование зародыша с радиусом $r_к$ требует затраты работы $w(r_к)$, равной (поскольку температура и давление в системе остаются постоянными) изменению термодинамического потенциала.

Из (12.9) и (12.10) получаем:

$$w(r_к) = \Phi - \Phi_2 = (\varphi_1 - \varphi_2) m_1 + \alpha S. \qquad (12.17)$$

Подставляя в (12.17) значения m_1, m_2 и значения $\varphi_1 - \varphi_2$ и $r_к$ из (12.14) и (12.15), имеем:

$$w(r_к) = \frac{4\pi\alpha r_к^2}{3} = \frac{16\pi\alpha^3 V_1^2}{3(\varphi_1 - \varphi_2)^2} = \frac{16\pi\alpha^3 V_1^2}{3(V_2 - V_1)^2 (p_S - p)^2}. \qquad (12.18)$$

Как известно, вероятность флуктуации определяется формулой

$$\omega = A \exp\left(-\frac{w(r_к)}{kT}\right), \qquad (12.19)$$

где T — температура среды; k — постоянная Больцмана.

При образовании зародышей жидкости в пересыщенном паре объем, приходящийся на одну молекулу в капле, гораздо меньше, чем объем, приходящийся

на молекулу в паре. Поскольку $V_1 \ll V_2$, то

$$(V_2 - V_1)^2 \approx V_2^2 = \frac{kT_S}{p} \approx \frac{kT_S}{p_S}, \qquad (12.20)$$

где p_S и T_S — давление и температура в точке фазового перехода.

Подставляя значение $(V_2 - V_1)^2$ в формулу (12.18) и значение $w(r_к)$ из (12.18) в формулу (12.19), получаем вероятность образования зародыша конденсации в виде

$$\omega = A \exp\left(-\frac{16\pi\alpha^3 V_1^2 p_S^2}{3(kT_S)^3 (p_S - p)^2}\right). \qquad (12.21)$$

При образовании пузырьков в жидкости имеет место обратное соотношение объемов: объем V_1, приходящийся на одну молекулу в пузырьке, существенно больше, чем объем V_2. Пренебрегая V_2 по сравнению с V_1, имеем для вероятности образования зародыша пузырька

$$\omega = A \exp\left(-\frac{16\pi\alpha^3}{3kT_S(p_S - p)^2}\right). \qquad (12.22)$$

В чистых перегретых жидкостях и пересыщенных парах новая фаза возникает тогда, когда вероятность образования ее зародышей оказывается близкой к единице.

Вероятность образования зародыша быстро растет с увеличением $(p_S - p)$. Поэтому при больших пересыщениях пара в объеме камеры Вильсона образуется большое число капель — туман. Аналогичное явление имеет место в пузырьковой камере. Абсолютная величина $(p_S - p)$, при которой в камере Вильсона или пузырьковой камере образуется большое число зародышей новой фазы, называется соответственно границей образования тумана или границей кипения. Естественно, что как камера Вильсона, так и пузырьковая камера работает при значениях $(p_S - p)$ меньших, чем граничные. Образование новой фазы в этом случае происходит в основном на центрах конденсации, образованных проходящей через объем камеры заряженной частицей.

Образование капель на ионах. Если капля заряжена, то условия конденсации пара существенно изменяются. Электрический заряд и энергия его поля в противоположность поверхностному натяжению облегчает конденсацию пара. В этом случае в выражение (12.10) для термодинамического потенциала системы, состоящей из пара одной капли, следует добавить член $\psi_э$, определяющий энергию электрического поля.

Тогда термодинамический потенциал системы будет выражаться так:

$$\Phi = m_2(f_2 + pV_2) + m_1(f_1 + pV_1) + \alpha S + \psi_э, \qquad (12.23)$$

где $\psi_э$ — энергия электрического поля.

Если заряд расположен в центре капли (это положение соответствует равновесию), то электрическое поле E радиально и равно:

$$E = \frac{e}{R^2 \varepsilon}\ (\text{для } R < r); \qquad E = \frac{e}{R^2}\ (\text{для } R > r), \qquad (12.24)$$

где ε — диэлектрическая постоянная жидкости (диэлектрическая постоянная пара принята равной единице).

Энергия электрического поля равна:

$$\psi_э = \frac{e^2}{2}\left\{\int_a^r \frac{eR}{\varepsilon R^2} + \int_r^\infty \frac{dR}{R^2}\right\} = \frac{e^2}{2r}\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) + \frac{e^2}{2a\varepsilon}, \qquad (12.25)$$

где a — радиус иона.

Выражение (12.23) для Φ отличается от полученного ранее для незаряженной капли в паре выражения (12.10) тем, что зависящий только от r член αS заменяется на также зависящее только от r выражение $\alpha S + \psi_э$. Поэтому можно воспользоваться формулами (12.10), (12.11), (12.12), заменив в них αS на $\alpha S + \psi_э$.

Найдем, как изменяется термодинамический потенциал с изменением радиуса капли. Согласно формуле (12.12), заменяя

$$\frac{\partial}{\partial r}(\alpha S) = 8\pi\alpha r \text{ на } \frac{\partial}{\partial r}(\alpha S + \psi) = 8\pi\alpha r - \frac{e^2}{2r^2}\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right) \qquad (12.26)$$

подставляя значение $\varphi_1 - \varphi_2$ из (12.14), имеем

$$\left(\frac{\partial\Phi}{\partial r}\right)_{V_1, V_2} = \frac{4\pi r^2}{V_1}(V_2 - V_1)(p_S - p) + 8\pi\alpha r - \frac{e^2}{2r^2}\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right). \qquad (12.27)$$

Если пар ненасыщен, то $p < p_S$ и $p_S - p > 0$. В этом случае первые два члена больше нуля при всех r. Третий член при всех r меньше нуля. При малых r третий член больше первых двух и $\frac{\partial\Phi}{\partial r} < 0$. При больших r третий член меньше суммы первых двух и $\frac{\partial\Phi}{\partial r} > 0$. Изменение термодинамического потенциала Φ в зависимости от радиуса капли показано на кривой *3* рис. 12.3,*б*.

Если пар пересыщен ($p > p_S$), то первый член меньше нуля. При достаточно большом пересыщении, когда отношение $\frac{p}{p_S}$ становится больше некоторого числа S_1, первый член по абсолютной величине больше второго. Тогда для всех значений радиуса $\frac{\partial\Phi}{\partial r} < 0$ и заряженные капли всех размеров будут расти. В этом случае появление иона в пересыщенном паре сразу вызывает конденсацию и рост капли. Таким образом, если $\frac{p}{p_S} > S_1$, прохождение ионизирующей частицы через пересыщенный пар вызывает конденсацию и рост капель на её пути. Такое пересыщение всегда достигается при нормальной работе камеры Вильсона и диффузионной камеры. Изменение термодинамического потенциала Φ в зависимости от радиуса капли для этого случая показано на кривой *1* рис. 12.3,*б*.

Рассмотрим третий случай, когда пар пересыщен и $p_S - p < 0$, но первый член в уравнении (12.27) по абсолютной величине при малых r меньше второго. Тогда сумма первого и второго членов при малых r будет больше нуля, а при больших r меньше нуля. Третий член меньше нуля при любых r и с увеличением r уменьшается по абсолютной величине. Зависимость термодинамического потенциала от радиуса для этого случая показана на кривой *2* рис. 12.3,*б*.

Равновесное пересыщение. Если предположить, что поверхностное натяжение α не зависит от радиуса капли, то зависимость равновесного пересыщения от радиуса незаряженной капли может быть представлена кривой, показанной на рис. 12.2,*б* пунктиром. По вертикальной оси отложена абсолютная величина логарифма пересыщения. Слева от кривой устойчива жидкая фаза, справа от кривой устойчива газовая фаза. Точки на кривой соответствуют равновесию двух фаз. Весьма существенно определить, является это равновесие двух фаз устойчивым или неустойчивым. Исследование показало, что термодинамический потенциал такой системы изменяется при изменении радиуса капли, как показано на рис. 12.3,*а*. При радиусе капли, равном $r_к$, термодинамический потенциал имеет максимум. Поэтому незаряженная капля, окруженная пересыщенным паром, может находиться только в неустойчивом равновесии с ним. Для данного пересыщения S при $r < r_к$ устойчива вторая фаза (газ) и поэтому капля будет испаряться, при $r > r_к$ устойчива первая фаза (жидкость) и поэтому образовавшаяся капля будет продолжать расти.

По мере роста пересыщения критический радиус уменьшается. Число зародышей новой фазы при этом растет, так как вероятность возникновения флуктуации возрастает с ее уменьшением.

Выражение для равновесного пересыщения заряженных капель (12.27) имеет максимум при

$$r' = \left[\frac{e^2\left(1 - \frac{1}{\varepsilon}\right)}{4\pi\alpha}\right]^{1/3}. \qquad (12.28)$$

Каждая кривая делит плоскость на две области; точки выше кривой соответствуют области, где капли растут, точки ниже кривой соответствуют области, где капли испаряются.

Из рис. 12.2,*б* видно, что при пересыщении, соответствующем прямой *1*, заряженные капли всех размеров неограниченно растут. Это соответствует зависимости термодинамического потенциала от радиуса капли, показанной на кривой *1* рис. 12.3,*б*. При пересыщении *2* растут капли, имеющие радиус больше r_2. Капли, имеющие радиус меньше r_2, испаряются. При $r = r_2$ имеется неустойчивое равновесие. При радиусе $r = r_2'$ испарение капли прекращается. Капли радиусом меньше r_2', наоборот, растут, достигая значения r_2'. При r_2' имеется устойчивое равновесие. Такое поведение капли соответствует кривой *2* на рис. 12.3,*б*. И, наконец, если пересыщение $S \leqslant 1$ (прямая *3* на рис. 12.3,*б*), то заряженные капли

определенного радиуса $\sim r_3$ находятся в равновесии с паром. Капли меньшего радиуса растут, бо́льшего — испаряются. Это соответствует кривой *3* на рис. 12.3,*б*.

Если $r > 10^{-7}$ см, для образования заряженных и незаряженных капель требуется одно и то же пересыщение. Однако при меньших радиусах, как видно из рис. 12.2,*б*, имеется существенное различие. Для роста незаряженных капель необходимо пересыщение больше единицы. Заряженные капли растут в насыщенном и даже ненасыщенном паре при $r < r'$. При уменьшении пересыщения равновесный радиус заряженной капли уменьшается очень медленно. Так, например, расчет показывает, что если уменьшить давление водяных паров в воздухе в 10^{18} раз по отношению к давлению насыщенных паров, то радиус капли уменьшится всего в 2 раза. Так как в атмосферном воздухе всегда имеется некоторое количество водяного пара, то при ионизации всегда возникают маленькие капли. Но эти капли не могут вырасти до видимых размеров, так как увеличение радиуса капли при $S < 1$ связано с увеличением термодинамического потенциала системы.

12.1.5. Цикл работы камеры Вильсона

В камере Вильсона пересыщение пара достигается в результате охлаждения при адиабатическом расширении смеси. После расширения и регистрации частиц смесь газа и пара сжимают до первоначального объема. Через некоторое время, необходимое для восстановления первоначальных условий, может быть проведено повторное расширение.

Рассмотрим полный цикл работы камеры Вильсона в координатах pV, где p — давление; V — объем газа (рис. 12.4). В начальный момент давление и объем соответствуют точке *1*. Определим возникающее после расширения (точка *2*) пересыщение $S = \frac{p_2}{p_н(T_2)}$, где p_2 — давление пара после расширения; $p_н(T_2)$ — давление насыщенного пара при температуре T_2 в конце расширения. Будем считать, что смесь газа и пара подчиняется законам идеального газа. Тогда парциальное давление пара после расширения найдем из уравнения адиабаты: $pV^\gamma = \text{const}$, откуда $p_2 = p_1 \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{-\gamma}$, где $\gamma = \frac{C_p}{C_V}$ (C_p и C_V — теплоемкости соответственно при постоянном давлении и постоянном объеме).

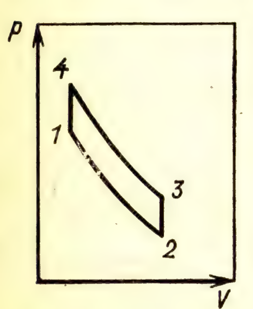


Рис. 12.4. Цикл работы камеры Вильсона

Если $p_1 = p_н(T_1)$, то

$$S = \frac{p_н(T_1)}{p_н(T_2)\left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma}}. \qquad (12.29)$$

Для адиабатического процесса

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\gamma-1}. \qquad (12.30)$$

Время расширения при начальном давлении, близком к атмосферному, смеси газа и пара составляет $(10-20) \cdot 10^{-3}$ с. С повышением давления в объеме камеры время расширения растет.

Непосредственно после расширения охлажденная смесь начинает нагреваться вследствие теплообмена со стенками камеры и конденсации капель (которая сопровождается выделением тепла).

Нагревание газа и конденсация капель приводят к уменьшению пересыщения. Поэтому через время τ (время чувствительности) пересыщение в камере падает ниже величины S_1. Время чувствительности камеры, работающей при атмосферном давлении, $\tau \approx 0,1$ с. С повышением давления время чувствительности увеличивается примерно по линейному закону.

После расширения и регистрации частиц пересыщение в объеме камеры падает ниже S_1, и камера становится неспособной регистрировать излучение (*3*). Поэтому после фотографирования образовавшихся треков производится сжатие до начального объема (точка *4*). Через некоторое время, необходимое для восстановления начальных температур и пересыщения (точка *1*), может быть проведено повторное расширение. Камера Вильсона является, таким образом, периодически действующим прибором.

Отношение времени, в течение которого камера способна регистрировать заряженные частицы, к полному времени цикла колеблется в пределах от 10^{-3} для небольших камер до 10^{-4} для камер высокого давления.

12.1.6. Диффузионная и конвекционная камеры

Диффузионная камера представляет собой замкнутый сосуд, заполненный смесью газа и пара (рис. 12.5). Дно и крышка камеры расположены в горизонтальной плоскости, и между ними создается градиент температур в вертикальном направлении. Пар с поверхности источника пара, расположенного выше дна, испаряется и диффундирует к охлаждаемому дну. Вблизи дна камеры образуется чувствительный слой высотой несколько сантиметров, в котором пересыщение превышает S_1.

Постоянно действующим источником пара может служить смачиваемый жидкостью пористый материал, находящийся в тепловом контакте с внутренней поверхностью стенок камеры. Под действием капиллярных сил жидкость поднимается со дна камеры в верхние сечения, где испаряется и диффундирует ко дну. Такой источник пара позволяет работать камере непрерывно в течение нескольких месяцев без замены смеси газа и пара в ее объеме.

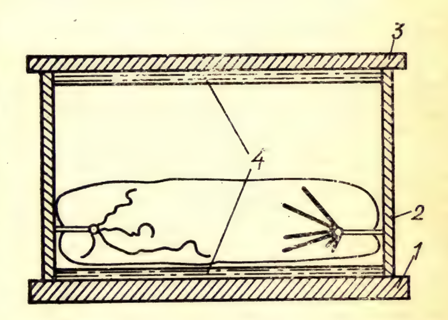


Рис. 12.5. Схема диффузионной камеры:

1 — охлаждаемое дно; *2* — стенки; *3* — крышка; *4* — источники пара

Заряженная частица, проходя через объем камеры, образует на своем пути электроны и ионы. Если частица проходит через чувствительный слой, то на ионах вырастают капли, создавая видимый трек, который под действием силы тяжести опускается на дно.

Диффузионная камера по существу является детектором с непрерывной чувствительностью. Однако, если число ионов, образующихся в чувствительном слое в единицу времени, превышает некоторое предельное значение, то пересыщение в объеме камеры уменьшается и камера перестает регистрировать треки заряженных частиц. Если уменьшить число ионов, возникающих в объеме камеры в единицу времени, то через некоторое время пересыщение восстановится. Время восстановления зависит от скорости диффузии пара через газ. При работе с импульсным источником время восстановления в зависимости от давления газа в камере составляет 5—10 с.

Исследование физических процессов в диффузионной камере показало, что основную роль в установлении температурного распределения в камере играет конвекция газа. Эксперимент показал, что температурное распределение в объеме камеры повторяет температурное распределение по стенкам камеры. Последнее легко регулировать с помощью внешних источников. Это позволяет изменять в широких пределах распределение температуры, а следовательно, и распределение пересыщения в объеме камеры. Это открыло возможность создания камер с существенно различными характеристиками. Так, оказалось возможным изменять высоту чувствительного слоя в широких пределах, предельную ионную нагрузку и время восстановления пересыщения после мощного импульса облучения камеры.

Высота чувствительного слоя может изменяться от 10 см до 2—3 мм, время восстановления в камере с малым чувствительным слоем и большой скоростью конвекции составляет доли секунды. Давление газа в камере также может меняться в широких пределах — от 10^3 до 10^6 Па.

Конвекционная камера с малой толщиной чувствительного слоя может быть использована для получения изображения распределения ионов, образовавшихся выше чувствительного слоя. Применение импульсного электрического поля позволяет смещать ионы, образованные выше чувствительного слоя, в чувствительный слой и, таким образом, получать изображение распределения ионов за различные промежутки времени, определяемые длительностью импульса электрического поля.

12.1.7. Структура трека

Трек быстрой заряженной частицы в камере Вильсона состоит из отдельных капель, сконденсировавшихся на ионах.

С помощью камеры Вильсона можно измерять как первичную ионизацию в треке (число пар ионов, образованных первичной

частицей), так и вторичную (число пар ионов, образованных δ-электронами).

Структура трека определяется пространственным распределением ионов, являющихся центрами конденсации капель. Если заряженная частица образует ионы в объеме камеры с пересыщением, большим, чем S_1, то конденсация пара на ионах приводит к резкому уменьшению коэффициента диффузии, и поэтому распределение капель практически совпадает с распределением ионов.

Электроны в процессе термализации перемещаются на значительные расстояния (около 10^{-2} см). В случае применения электроотрицательных газов может происходить захват электронов в процессе термализации с образованием отрицательных ионов с последующим ростом на них капель.

Если пересыщение в камере создается через время t после прохождения через камеру частицы, то диффузия ионов приводит к размытию трека. Характерный размер этого размытия определяется коэффициентом диффузии.

Изменяя интервал времени t между моментом прохождения частицы и моментом создания пересыщения в камере, можно наблюдать распределение ионов в газе в различные моменты времени.

Измерение первичной и вторичной ионизации. На фотографиях, полученных в камере Вильсона, в диффузионной камере первичная ионизация может быть определена по числу первичных электронов (включая δ-электроны). Такие измерения удобнее проводить на резких недиффузных следах.

В стримерной камере (см. подразд. 12.2) также можно измерять первичную ионизацию. Было установлено, что при определенных условиях число стримеров в треке релятивистской частицы соответствует числу первичных ионизационных столкновений. Детальное исследование показало, что в стримерной камере можно измерять ионизацию в области релятивистского роста ионизационных потерь с точностью до 1,5 %.

Релятивистский рост первичной ионизации в газах составляет несколько десятков процентов, поэтому измерение первичной ионизации с погрешностью в несколько процентов позволяет надежно разделять протоны, π- и K-мезоны в пучках с энергией до нескольких десятков гигаэлектрон-вольт.

Полная ионизация определяется в камере Вильсона и диффузионной камере подсчетом полного числа капель, образованных частицей на своем пути. Определение полной ионизации в камере Вильсона удобно вести в условиях, когда расширение производится с некоторым запаздыванием относительно момента попадания частицы в камеру.

В диффузионной камере также можно определить полную ионизацию. Пространственное разделение ионов одного знака легко получить, если ввести исследуемые частицы в объем камеры выше чувствительного слоя и затем переместить их в чувствительный слой с помощью электрического поля.

12.1.8. Управляемые камеры

Камеру Вильсона можно поставить в такой режим работы, что она будет регистрировать только отобранные электронной аппаратурой частицы. Простейший вариант управления камерой показан на рис. 12.6. В камере регистрируются только те частицы, которые прошли через верхний и нижний детекторы. Последовательность событий включает: прохождение заряженной частицы через детекторы и камеру, образование в объеме камеры электронов и ионов, создание необходимого пересыщения и фотографирование образовавшихся на ионах капель. Принципиально важным для осуществления всей последовательности операций является большое время жизни ионного трека в объеме камеры. Образованные быстрой заряженной частицей электроны и ионы в треке в процессе термализации отходят друг от друга на расстояние 10^{-2} см (при атмосферном давлении), что обеспечивает им большое время жизни относительно рекомбинации.

Время жизни такого трека определяется процессами диффузии (с течением времени происходит размытие трека). Применяя электроотрицательные газы (или добавляя их в основной газ), можно локализовать электроны. В принципе, применяя разделяющее электрическое поле, можно получить от одной частицы два трека: один — состоящий из капель, сконденсировавшихся на положительных ионах, другой — на отрицательных.

Применяя короткие импульсы напряжения (с временем нарастания порядка 10^{-9} с), можно ставить на треках временны́е метки. Если момент прохождения частицы совпадает с моментом подачи импульса электрического поля, то часть электронов под действием поля может отойти от ионов на большие расстояния. При этом будет наблюдаться плотный трек, образованный каплями на положительных ионах, и размытый трек, образованный на отрицательных ионах. Такие размытые («меченые») треки легко отличить от обычных. Меченые треки можно получать и в неуправляемой счетчиками камере Вильсона и в диффузионной камере, работающей в непрерывном режиме.

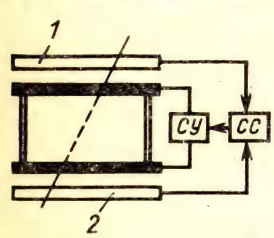


Рис. 12.6. Схема управления камерой Вильсона (пунктирная линия — трек частицы):

1, 2 — счетчики; *СС* — схема совпадений; *СУ* — схема управления

Управляемая счетчиком камера работает в ждущем режиме — регистрирует только те события, на которые настроена электронная аппаратура в данном эксперименте. Однако временно́е разрешение такой камеры определяется временем чувствительности камеры, которое по порядку величины (как уже упоминалось) равно 10^{-1} с. Поэтому, если два события разделены во времени на меньшую величину, они не будут зарегистрированы раздельно.

Из-за большого времени чувствительности на фотографиях, полученных с помощью камеры Вильсона, всегда присутствуют

треки фоновых частиц. Ясно, что чем меньше время чувствительности, тем меньше регистрируется фоновых частиц.

12.1.9. Разрядно-конденсационные камеры

Разрешающее время камеры Вильсона (и диффузионной камеры) может быть существенно уменьшено, если создать условия, при которых будут регистрироваться только отмеченные определенным образом треки. Такие меченые треки можно создавать с помощью импульсного электрического поля. Если в момент прохождения частицы через камеру в ее объеме создать электрическое поле с достаточной для ударной ионизации напряженностью, то образующийся после конденсации капель трек этой частицы будет выделен по отношению к другим. Разрешающее время здесь определяется длительностью высоковольтного импульса и временем развития лавины. При скорости лавины около 10^6 см/с при длине лавины 10^{-3}—10^{-2} см возможно временнóе разрешение 10^{-8}—10^{-9} с. Возможности такого типа детектора, получившего название разрядно-конденсационной камеры, были оценены только после создания генераторов коротких (10^{-8} с) высоковольтных импульсов. Методика управления диффузионной камерой с помощью импульсного электрического поля, перемещающего треки частиц в чувствительный слой, была предложена еще в 1963 г. С этой целью вблизи крышки камеры помещают систему электродов, которые могут перемещать ионы определенного знака в чувствительный слой. Такая камера позволяет изучать зависимость ширины перемещенного из верхних слоев объема камеры следа от напряженности электрического поля, от природы газа и пара, от температуры и других параметров.

Так, при помощи импульсного электрического поля можно ставить метки на треках частиц. Метка может представлять собой либо частичное изменение плотности трека (при увеличении числа пар ионов на небольшом участке трека с помощью неоднородного электрического поля), либо увеличение его ширины в электроотрицательных газах за счет уменьшения вероятности захвата электрона вблизи траектории частицы.

12.1.10. Применение камеры Вильсона и диффузионной камеры

С помощью камеры Вильсона и диффузионной камеры был проведен ряд экспериментов, имеющих принципиально важное значение. Здесь упомянем только об открытии с помощью камеры Вильсона позитрона, экспериментах по наблюдению мезонов и о нейтринных экспериментах.

Позитрон был открыт Андерсоном в 1932 г. при исследовании космических лучей с помощью камеры Вильсона, помещенной в магнитном поле. На рис. 12.7 показан эскиз фотографии следа частицы в камере. Выше свинцовой пластины трек частицы искривлен сильнее. Это означает, что импульс частицы над пластиной меньше, чем под пластиной, т. е. это означает, что частица двигалась

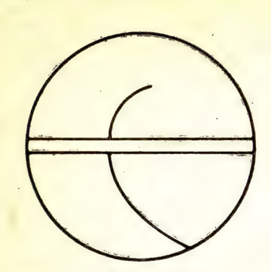


Рис. 12.7. Эскиз фотографий следа позитрона в камере Вильсона

снизу вверх. По знаку кривизны трека определили, что частица имеет положительный заряд. Измерение плотности ионизации и кривизны трека показало, что масса частицы равна массе электрона. Так был открыт позитрон.

Подобным же образом при исследованиях с помощью камеры Вильсона было открыто присутствие в космических лучах частицы с зарядом, равным заряду электрона и с массой, промежуточной между массами электрона и протона. В камере Вильсона впервые наблюдались ливни, создаваемые фотонами высокой энергии.

В 1947 г. с помощью камеры Вильсона в составе космического излучения были обнаружены так называемые странные частицы.

С помощью диффузионной камеры было проведено косвенное наблюдение нейтрино. Диффузионная камера наполнялась ^{3}He и облучалась μ-мезонами. Наблюдалась реакция $\mu^- + ^3\text{He} \longrightarrow ^3\text{H} + \nu$. Образующийся тритий всегда имел одну и ту же энергию. Это является убедительным доказательством того, что в этой реакции возникает только одно нейтрино.

Диффузионная камера может быть заполнена легкими газами (водородом, гелием, тритием) при высоком давлении ($\approx 2 \cdot 10^6$ Па). Это желательно во всех случаях, когда газ камеры используют как мишень для бомбардировки элементарными частицами.

Камера Вильсона и диффузионная камера могут применяться для исследования всех видов излучения.

Сравнительно малая плотность рабочего вещества и большая длительность цикла (в лучшем случае секунды) практически исключает в настоящее время применение камеры в физике высоких энергий совместно с ускорителями. Однако в физике низких и средних энергий возможности камеры Вильсона и диффузионной камеры далеко не исчерпаны.

Особенно перспективно использование диффузионной камеры для регистрации излучения короткоживущей термоядерной плазмы.

Применение диффузионной камеры позволяет надежно определить природу излучаемых плазмой частиц, например присутствие протонов, нейтронов, электронов, квантов рентгеновского излучения. Вместе с тем камера может быть настроена на регистрацию частиц вполне определенной природы и энергии. С помощью камеры можно получить изображение источника с энергетическим разрешением порядка 40 эВ (при регистрации отдельных капель в треке частицы). Для этого чувствительный объем, заполненный пересыщенным паром, используют в качестве детектора совместно с камерой Обскура. Таким путем получают рентгеновское изображение плазмы. Точно так же получают пространственное распределение заряженных продуктов термоядерной реакции. Энергетический спектр восстанавливают либо по геометрическим характеристикам треков, либо по числу капель в каждом треке и

числу треков с определенным числом капель. Изменяя давление газа в камере и применяя различные фильтры, можно исследовать излучение плазмы в широком диапазоне энергий квантов (частиц) и интенсивностей.

Весьма существенно, что поскольку объем камеры можно освещать мощными импульсными лампами (а также лазерными источниками света), не представляет труда использовать телевизионный съем информации и передать изображение с помощью телевизионной установки на запись его на видеомагнитофоне и т. п.

Для этих экспериментов не требуется большая толщина чувствительного слоя в камере. Это позволяет камере работать в конвекционном режиме, когда перенос пара и тепла в объеме камеры осуществляется в основном макроскопическим движением газа, а не диффузией. Это существенно улучшает характеристики камеры: уменьшает время восстановления после мощного импульса облучения, позволяет работать в условиях повышенного фона. Такая камера может работать в открытой атмосфере рабочих помещений.

12.2. Стримерная камера

12.2.1. Принцип действия

Созданием стримерной камеры завершился ряд работ по исследованию искровых счетчиков и искровых камер. Еще в 1948 г. было обращено внимание на возможность использования газового счетчика с двумя плоскими электродами, расположенными параллельно друг другу, в качестве быстрого детектора, позволяющего определять координаты заряженной частицы. Разряд в таком счетчике, инициированный заряженной частицей, завершается искровым пробоем газового промежутка.

Первые работы были посвящены в основном исследованию временны́х характеристик искрового счетчика. Исследовались счетчики с межэлектродным расстоянием около 0,2 мм, которые имели дисковые электроды диаметром 10 мм и заполнялись смесью аргона и насыщенных паров эфира при общем давлении $13 \cdot 10^5$ Па. С помощью ЭОП с временно́й разверткой изображения искр была определена длительность искрового разряда, равная $(2-3) \cdot 10^{-9}$ с. Интенсивность света от искр достигала половины максимального значения за время около $2{,}5 \cdot 10^{-10}$ с. Благодаря дальнейшему сокращению междуэлектродного расстояния и изменению состава рабочей смеси эта величина может быть доведена до 10^{-11} с.

Примерно в это же время исследовался вопрос о пространственном разрешении искрового счетчика. Было установлено, что действительно искра позволяет определять координаты места прохождения заряженной частицы через счетчик с точностью 0,2—1 мм. Дальнейшее развитие этой методики связано с применением в искровых счетчиках импульсного режима питания.

Импульсный режим применялся ранее в годоскопах счетчиков Гейгера — Мюллера и годоскопах из газоразрядных трубок, помещенных в плоский кон-

денсатор. Газ в трубках, через которые прошла заряженная частица, светился, если момент подачи импульса высокого напряжения совпадал с моментом прохождения частицы.

Рассмотрим принцип действия искрового счетчика с импульсным питанием (схема включения аналогична приведенной на рис 12.6). Ионизация газа, вызванная проходящей частицей в рабочем объеме счетчика, сохраняется до прихода импульса напряжения на электрод. Под действием электрического поля происходит дополнительная ионизация газа. Возникающая искра локализуется вблизи траектории частицы. Счетчики наполняют воздухом, поэтому сразу после прохождения частицы через счетчик электроны захватываются молекулами кислорода, образуя отрицательные ионы. В сильном электрическом поле (после подачи импульса напряжения) электроны отрываются от молекул кислорода и ускоряются до энергии, достаточной для образования электронно-фотонных лавин, перерастающих в искровой разряд. Отрицательные ионы обладают малой подвижностью, поэтому долго «живут» в объеме счетчика, и время памяти счетчика составляет десятки микросекунд.

Следующий шаг в развитии искровой камеры был связан с применением инертных газов для заполнения объема камеры. В такой камере были осуществлены условия, когда искровой разряд проходил вдоль траектории частицы и возможно было наблюдение ливней частиц. Камера состояла из нескольких искровых промежутков, в которых, как и в многопластинчатой камере Вильсона, просматривались участки траектории частицы.

Наконец, в 1963 г. появилось сообщение о создании двухэлектродной камеры с большим зазором, в которой возникал искровой разряд. Вдоль следа частицы в такой камере можно было наблюдать вершины взаимодействия — начальные точки треков для событий, происходящих в зазоре между электродами. Помещенная в магнитное поле камера позволяла определять кривизну трека и соответственно импульс заряженной частицы.

По сравнению с камерой Вильсона все рассмотренные искровые камеры имеют и преимущества (в основном — существенно лучшее быстродействие) и недостатки. Во всех камерах наблюдается пространственная неизотропность; отсутствует информация о первичной и вторичной ионизации. Искровой разряд в камере стирает различия в удельной ионизации: искра от быстрого электрона и искра от многозарядного иона неотличимы друг от друга. В этом смысле искровая камера не является трековым детектором — структура следа в ней характеризует не частицу, породившую след, а канал искрового разряда, развивающийся вдоль следа.

В 1964 г. эти недостатки искровой камеры были в значительной степени устранены в результате работ советских ученых. Было установлено, что при укорочении длительности высоковольтного импульса можно добиться такого режима, когда стримеры, образующиеся вдоль следа частицы, не достигают электродов и повисают в объеме камеры. Последующее укорачивание длительности импульса приводит к постепенному непрерывному уменьшению размеров стримеров (вдоль вектора напряженности электрического поля) и уменьшению их яркости (рис. 12.8). Умень-

шение размеров стримеров происходит симметрично с обеих сторон относительно следа частицы, вблизи которого начинается лавинно-стримерный переход.

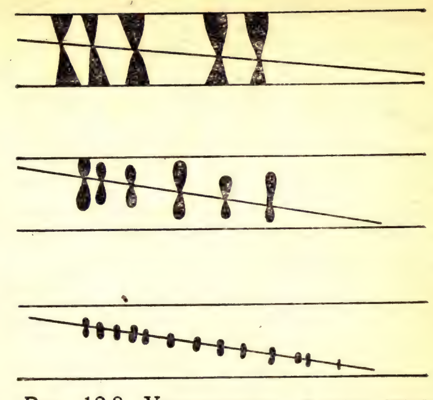


Рис. 12.8. Уменьшение длины стримеров при уменьшении длительности импульса высокого напряжения

Регистрация следов частиц на стадии электронных лавин дает максимальную изотропность свойств и максимальную информацию об удельной ионизации частицы. Однако при этом возникают трудности при регистрации слабосветящегося следа. Следы частиц на стадии электронных лавин регистрируют либо усилением света с помощью ЭОП (световая камера), либо благодаря конденсации капель на ионах (разрядно-конденсационная камера).

Была также осуществлена локализация разряда вблизи ионизационного трека частицы с помощью высокочастотного электрического поля. Предельным случаем высоковольтного электрического поля является электрическое поле света. Создание разрядной камеры с использованием лазера находится в стадии осуществления.

Наиболее широкое применение получил детектор, в котором электрический разряд обрывается на стадии развития стримеров. Важная особенность детектора нового типа, получившего название стримерная камера, — использование очень коротких (10^{-8} с) высоковольтных импульсов, которые вызывают появление стримеров вдоль ионизационного трека регистрируемой частицы. Число стримеров зависит как от первичной, так и от вторичной ионизации, поэтому стримерная камера может быть отнесена к трековым детекторам.

12.2.2. Развитие стримерного разряда

След частицы в стримерной камере состоит из светящихся штрихов, представляющих собой начальные участки положительного (движущегося к аноду) и отрицательного (движущегося к катоду) стримеров.

Рассмотрим процесс развития разряда в газовом промежутке между двумя плоскими электродами. Начальная стадия развития разряда может быть описана теорией Таунсенда. Допустим, что к моменту, когда напряженность электрического поля в объеме между электродами равна E_0, число пар ионов в объеме равно N_0. Тогда после прохождения расстояния d число пар ионов N в лавине

$$N=N_0\exp(\alpha d), \qquad (12.31)$$

где α — коэффициент ударной ионизации, равный числу пар ионов,

которые образует электрон на пути в 1 см. Лавина имеет форму конуса с закругленной головкой.

При достаточно большой напряженности электрического поля электронная лавина может перейти в стример. Для этого необходимо, чтобы лавина создавала объемный заряд, причем напряженность электрического поля объемного заряда

$$E'=kE_0. \qquad (12.32)$$

Для воздуха $0,1<k<1$ (в зависимости от давления). Для осуществления стримерного разряда необходимо, чтобы плотность ионов в лавине была не ниже критической $n_{кр}$. Анализ экспериментальных данных дал следующее значение:

$$n_{кр}=\alpha \exp(\alpha d)/\pi r_0^2=7\cdot10^{11} \text{ ион/см}^3, \qquad (12.33)$$

где r_0 — радиус лавины.

Это условие выполняется, если предположить, что при газовом разряде лавина переходит в стример, когда дебаевский радиус плазмы становится много меньше размеров лавины, а именно

$$\frac{r_D}{r_0} \ll 1. \qquad (12.34)$$

Качественно развитие разряда после перехода лавины в стример можно описать так. Электроны, которые находятся на фронте лавины, движутся под действием внешнего электрического поля, усиленного пространственным зарядом электронного облака. Они движутся с большой скоростью, оставляя за собой новые электроны и ионы, образуя плазму. Так развивается движущийся к аноду (анодный) стример, скорость которого (как показывает расчет, согласованный с экспериментом) есть скорость дрейфа электронов в поле головки стримера.

Механизм развития катодного стримера до сих пор окончательно не установлен. Одно из возможных объяснений предполагает существование мощной фотоионизации газа вблизи катодного конца стримера. Другой возможный механизм катодного стримера связан с предположением, что в плазме разряда возникают продольные плазменные колебания. При этом на катодном конце плазмы в определенные полупериоды колебаний возникает электрическое поле, превышающее внешнее поле и направленное навстречу ему. Часть электронов под действием этого поля продвигает стример к катоду.

12.2.3. Конструктивные особенности стримерной камеры

Современная стримерная камера представляет собой замкнутый сосуд объемом от 1 см^3 до нескольких кубических метров. Камера наполняется чаще всего неон-гелиевой смесью до давления 10^5 Па. В качестве прозрачного электрода, через который производится фотографирование, применяют либо стекло с проводящим покрытием, либо проволочную сетку.

В рабочий объем камеры могут помещаться диэлектрические конверторы, пластические сцинтилляторы, мишени, наполненные твердым, жидким или газообразным водородом.

Для получения стримеров достаточной яркости в камере, наполненной неон-гелиевой смесью, необходимо создать напряженность электрического поля 20 кВ/см на время 10^{-8} с.

Высоковольтное питание больших стримерных камер осуществляется по стандартной схеме: источник постоянного напряжения→генератор высоковольтных импульсов напряжения (ГИН)→→формирующая линия→электроды камеры→согласующий резистор.

ГИН преобразует постоянное высоковольтное напряжение в импульсное, имеющее в 10—30 раз бо́льшую амплитуду. Формирующая линия заряжается до этого напряжения за время 0,2—0,5 мс. Полное время от момента прохождения частицы до возникновения стримера составляет 0,5—0,8 мкс. За это время электроны диффундируют из трека на расстояние 0,4—0,5 мм. Точность определения координат следа с учетом размера стримера составляет 0,3 мм.

В качестве формирующей линии обычно используется специальная коаксиальная или полосковая линия, которая позволяет вдвое увеличить амплитуду сформированного импульса по сравнению с обычной разомкнутой линией. Электроды камеры образуют полосковую линию с волновым сопротивлением 20—40 Ом, соединенную с формирующей линией. Проходящий по камере импульс с амплитудой 500—800 кВ гасится согласующим резистором.

12.2.4. Наполнение камеры

Как уже упоминалось, наиболее часто объем камеры заполняется неон-гелиевой смесью (90—70 % Ne+10—30 % He), дающей наибольшую яркость следов. Иногда для снижения рабочего напряжения в объем камеры добавляют примерно 0,25 % изобутана. Применение других благородных газов показало, что каждый из них может служить рабочим газом, однако достигаемая яркость следов в них обычно меньше, чем в неоне.

Примеси воздуха, паров спирта или иода уменьшают яркость следов в стримерной камере, наполненной неоном. Электроотрицательные добавки (SF_6, фреон, O_2 и др.), захватывая электроны, существенно уменьшают время памяти. Важно выбрать примесь так, чтобы она не сильно уменьшала яркость треков и не увеличивала подвижность электронов, что ведет к увеличению длины стримера.

Большой интерес представляют камеры, наполненные гелием и водородом, в связи с использованием рабочего газа в качестве мишени. Основное преимущество такой камеры — большая скорость набора статистики в интенсивных пучках (до 10^6 част/с), возможность регистрировать редкие события, возможность наблюдения протонов отдачи малой энергии.

Для получения фотографируемых следов в наполненной чистым водородом камере необходимо иметь электрический импульс длительностью менее 6 нс и напряженностью (70±±10) кВ/см. Небольшие добавки метана или SF_6 позволяют уменьшить напряженность электрического поля примерно до 50 кВ/см. Высокие требования предъявляются также к стабильности амплитуды импульса. Полная ширина распределения на половине высоты должна быть не более 3 %. Таким образом, для создания водородонаполненных камер с межэлектродным расстоянием 10—20 см требуются высоковольтные генераторы с малым временем нарастания импульса, малой длительностью импульса и стабильностью амплитуды.

Работы с камерами, заполненными водородом, показали, что разряд в нем характеризуется очень малым световым выходом в видимой области спектра, и для возможности регистрации стримеров в обычном режиме требуются большие напряженности электрического поля. В водороде наблюдается быстрое установление пробойного промежутка, поскольку малое время жизни возбужденных уровней водорода около 1 нс, высвечивающихся в дальней области ультрафиолетового диапазона, приводит к быстрой фотоионизации газа. При добавлении метана к водороду яркость следов увеличивается, что позволяет фотографировать следы в водороде при давлении газа около $4 \cdot 10^4$ Па.

Другой метод получения следов в водороде основан на изменении режима работы камеры. Этот метод рассмотрен в подразд. 12.2.8.

Кроме перечисленных газов, для наполнения стримерной камеры используется также азот и углекислый газ.

12.2.5. Временные характеристики камеры

Время памяти стримерной камеры определяется временем «рассасывания» трека. В чистом инертном газе за счет диффузии электронов трек размывается и через 100—150 мкс практически исчезает. Изменяя время запаздывания высоковольтного импульса, можно усиливать трек на различных стадиях его существования. Так, при малом времени запаздывания высоковольтного импульса число стримеров характеризует первичную ионизацию; при большом времени запаздывания — полную ионизацию.

Большое время памяти позволяет с помощью двухимпульсного высоковольтного питания различать частицы, попавшие в камеру неодновременно. На стримерной камере двухимпульсное питание было применено для выделения μ—e-распадов. После прохождения через камеру мюона подается высоковольтный импульс с амплитудой 300 кВ и длительностью 40 нс, который размножает электроны в треке мюона. Через 6 мкс (за это время распадается примерно 90 % остановившихся мюонов) подается импульс с амплитудой 800 кВ и длительностью 20 нс, усиливающий треки мюона и электрона. В результате подачи двух высо-

ковольтных импульсов след мюона выглядит ярче, чем след электрона. Относительная яркость следов мюона и электрона может регулироваться в широких пределах изменением амплитуды предварительного и основного импульсов.

Как уже упоминалось, введение электроотрицательных добавок существенно уменьшает время памяти вследствие захвата электронов в процессе термализации. Время памяти в этом случае определяется временем жизни свободных электронов до захвата их электроотрицательной примесью. Изменяя концентрацию примеси, можно изменять время памяти в широких пределах.

В принципе прилипание электронов можно использовать и для увеличения времени памяти стримерной камеры. Прилипание электрона и образование электроотрицательного иона как бы стабилизирует трек. Диффузионное размытие такого трека существенно замедляется. Если в какой-то момент времени разрушить отрицательные ионы, то в электрическом поле большой напряженности возможно развитие стримеров на электронах.

Скорость развития стримера 10^8 см/с, поэтому по длине стримера можно определять промежуток времени между началом и концом развития стримера. Мертвое время стримерной камеры существенно меньше 10^{-3} с. Цикл работы камеры в основном определяется техническими факторами (время зарядки конденсатора, фотографирования и т. д.).

12.2.6. Пространственное разрешение

След частицы в стримерной камере состоит из светящихся штрихов, представляющих собой начальные участки анодного и катодного стримеров. Эти штрихи (сгустки плазмы) вытянуты по полю на 5—15 мм с поперечными размерами около 1 мм.

Несмотря на то, что ширина следа частицы вдоль электрического поля составляет несколько миллиметров, точность определения координаты следа при соответствующей обработке экспериментальных данных может составлять 0,25—0,4 мм.

Таким образом, пространственная локализация следов частиц в стримерной камере такого же порядка, как в камере Вильсона.

Регистрация большого числа частиц, одновременно проходящих через камеру, может привести к уменьшению напряженности электрического поля в ее объеме. Экспериментально показано, что при времени памяти около 1 мкс стримерная камера может работать в пучках частиц, когда через объем камеры проходит $\sim 10^8$ частиц в секунду.

12.2.7. Определение первичной и вторичной ионизации

В 1968 г. было установлено, что при определенных условиях число стримеров на следе релятивистской частицы в стримерной камере соответствует числу первичных ионизационных столкнове-

ний (первичной ионизации). Для осуществления этих условий необходимо, чтобы задержки между прохождением частицы и высоковольтным импульсом были достаточно малы ($\tau \approx 150$ мкс). При увеличении времени задержки ($\tau > 150$ мкс) число стримеров на 1 см растет. При больших задержках возможно осуществить режим, когда число стримеров пропорционально полной ионизации. В этом случае благодаря диффузии электроны отходят друг от друга на расстояния, при которых каждый электрон формирует стример.

12.2.8. Самошунтирующиеся камеры

Основной отличительной особенностью таких камер является использование длинного высоковольтного импульса (порядка сотен наносекунд) при сравнительно небольших напряженностях электрического поля (35 кВ/см). С помощью небольших гасящих добавок метана (от десятых долей до одного процента) и паров воды (сотые доли процента) удается уменьшить скорость развития разряда в водороде. Примеси способствуют локализации стримерного разряда в районе первичных лавин. Вместе с тем такие добавки не изменяют свойств камеры как водородной мишени. Яркость следов в водородной камере, работающей при атмосферном давлении, достаточна для фотографирования с помощью высокочувствительных фотоматериалов, обычно применяемых для этой цели.

Самошунтирующиеся камеры обладают рядом преимуществ по сравнению с обычными стримерными камерами в режиме обрывания разряда за счет малой длительности высоковольтного импульса. Так, в камерах, заполненных гелием, яркость следов существенно выше, чем в обычных. Существенно, что для осуществления режима самошунтирования не требуются сложные системы для формирования коротких высоковольтных импульсов. Режим самошунтирования стримерной камеры обеспечивает удовлетворительное качество фотографий следов в разных газах, в частности в водороде.

Яркость следа в таких камерах растет линейно с увеличением напряженности электрического поля, а время памяти составляет примерно 1 мкс.

Такие камеры по существу являются управляемыми мишенями из гелия и водорода.

12.2.9. Методы получения информации

Существуют два различных метода получения изображения трека в стримерной камере. Первый, наиболее широко распространенный метод заключается в фотографировании светящегося стримера, второй — в регистрации возникающих оптических неоднородностей. Интенсивность свечения существенно зависит от того, на какой стадии разряда происходит фотографирование. Как уже

упоминалось, чем раньше обрывается разряд, возникающий на следе частицы, тем лучше локализация следа, но тем труднее его сфотографировать.

Весьма существенна автоматизация съема информации. Обычно полученные фотографии обрабатываются на измерительных автоматах. Скорость получения информации ограничивается частотой работы фоторегистратора.

С целью автоматизации процесса фотографирования применяют телевизионные системы. В качестве передающего телевизионного устройства можно использовать ЭОП с электростатической памятью. Время съема информации при этом составляет несколько десятков миллисекунд. Телевизионный счет информации в стримерных камерах является перспективным.

В 1970 г. было предложено заменить фотографирование стримеров в стримерной камере их визуализацией в проходящем свете лазера. Оказалось, что форма и размеры полученных изображений зависят от времени задержки момента регистрации по отношению к началу разряда в камере. При малых задержках лазерного импульса (50 нс) в смеси гелия с метаном регистрируются только отдельные элементы трека. С увеличением задержки до значений 100—200 нс число наблюдаемых элементов трека растет и становится сравнимым с числом первичных ионизационных столкновений. До определенного момента времени (400—500 нс) увеличивается и размер изображения. При большом времени наблюдается ударная волна.

Совершенствование метода лазерной регистрации треков в стримерной камере требует знания природы оптической неоднородности в области стримера. Степень оптической неоднородности ионизованного газа может быть оценена величиной изменения его коэффициента преломления от коэффициента преломления окружающего газа. Для определения степени оптической неоднородности, образуемой стримером, необходимо знать плотность газа и концентрацию электронов в нем.

Наименьшее сечение стримера («шейка») соответствует месту возникновения начальной лавины. Диаметр стримера $2R_0$ в этой области близок к размеру лавины в момент лавинно-стримерного перехода и может быть оценен из условия Рётера

$$\alpha\cdot 2R_0\approx 20,$$

откуда $R_0\approx 10/\alpha$, где α — коэффициент ударной ионизации.

Концентрация электронов в разряде после прекращения действия электрического поля начинает быстро убывать, главным образом за счет рекомбинации, и при начальной концентрации около 10^{17} $см^{-3}$ уменьшается на порядок за десятки наносекунд.

Оценки показывают, что электронная компонента не дает существенного вклада в образование оптической неоднородности. Следовательно, оптические неоднородности обусловлены в основном изменением плотности газа в разряде за счет разогрева газа электронами.

Электроны в разряде имеют кинетическую энергию в среднем порядка 10 эВ. После прекращения разряда электроны термализуются, передавая свою энергию атомам (или молекулам) газа. Вблизи трека газ нагревается до температуры T. Время термализации меняется от десятков наносекунд для легких газов (He, H_2) до микросекунд для более тяжелых (Ar). Для газов при атмосферном давлении и степени ионизации $\sim 10^{-3}$ оценка дает характерную температуру T в треке частиц порядка 10^3 K. Быстрое изменение температуры газа в ограниченном объеме приводит к увеличению давления газа и затем к его расширению. Если процесс квазидиабатический, то $pV^{\gamma}=\text{const}$, где γ — отношение теплоемкостей газа при постоянном давлении и постоянном объеме; V — объем нагретой области; p — давление газа в ней.

Будем считать, что в стримере (ось стримера расположена вдоль направления внешнего электрического поля) расширение его объема происходит в радиальном направлении. Тогда оценки плотности газа в расширяющемся объеме стримера показывают, что чувствительность метода увеличивается при увеличении давления газа в камере. В таких важных с точки зрения ядерной физики газах-мишенях, как водород, метан, гелий, тепловое изображение треков с помощью лазерной регистрации может быть получено при сравнительно небольших напряженностях электрического поля.

12.2.10. Применение стримерной камеры

В настоящее время стримерная камера находит применение в различных областях физики. Ввиду ее быстродействия наиболее широкое применение она находит в экспериментах на ускорителях. Практически в каждой лаборатории, имеющей ускоритель, работают стримерные камеры.

Камера позволяет измерить угловое распределение частиц и кривизну следа в магнитном поле. Отсутствие многократного рассеяния из-за малой плотности вещества обеспечивает высокую точность определения этих характеристик.

Камера позволяет измерить первичную ионизацию с точностью, достаточной для идентификации частиц по релятивистскому росту ионизации в треке.

Целесообразно использовать камеру с жидководородными мишенями, а также камеры, наполненные водородом или гелием, в которых газ служит мишенью.

До последнего времени стримерные камеры использовались в качестве детекторов достаточно больших размеров (порядка 1 м^3). Большие камеры, работающие при атмосферном давлении, применяются в качестве спектрометров заряженных частиц. Для этого они помещаются в магнитное поле. Точность определения импульса зависит линейно от пространственного разрешения камеры и квадратично от длины трека. Поэтому в спектрометрии целесообразно применять большие камеры.

После открытия нестабильных частиц ситуация изменилась и появился мощный стимул для разработки стримерных камер с высоким пространственным разрешением, в которых можно непосредственно наблюдать рождение и распад нестабильных частиц.

Большое преимущество стримерных камер по сравнению с пузырьковыми камерами заключается в том, что стримерная камера является управляемым детектором, который может работать с малым временем памяти (порядка 10^{-6} с).

Для получения необходимого пространственного разрешения необходимо, чтобы размер стримеров и их разброс относительно траектории частицы были достаточно малы. Использование камер, работающих при высоком давлении газа, позволяет получить стример малых размеров.

Более сложная проблема — устранение разброса точек возникновения стримеров, который возникает из-за термализации и диффузии электронов до подачи высоковольтного импульса. Эти процессы устанавливают верхний предел для пространственного разрешения стримерной камеры.

Рассмотрим принцип построения камеры с высоким пространственным разрешением. Пусть две электронные лавины развиваются от одного электрона. Во втором случае давление газа и напряженность электрического поля в 2 раза больше, чем в первом, а длительность электрического импульса в 2 раза меньше. Температура газа в обоих случаях одинакова. В каждой из лавин будет генерироваться одинаковое число электронов (в первом случае среднее расстояние между атомами в 2 раза больше, но зато напряженность электрического поля в 2 раза меньше). Однако линейные размеры лавины во втором случае будут в 2 раза меньше, чем в первом. Этот масштабный фактор непосредственно влияет на лавинную стадию развития стримера. Изменение характера лавинного процесса происходит, когда поле пространственного заряда становится сравнимым с внешним приложенным полем. В этот момент лавина переходит в стример, который, грубо говоря, представляет собой быстро удлиняющуюся трубку нейтральной плазмы.

Механизм роста стримеров включает в себя генерацию новых лавин посредством фотоионизации. Рост этих новых лавин происходит за счет ударной ионизации электронами и продолжается до тех пор, пока все лавины не сольются в трубку нейтральной плазмы. Механизм формирования стримеров является сложным, поскольку в нем участвуют и другие процессы.

Эксперимент показывает, что масштабный фактор приближенно применим к формированию стримеров. Существенную роль играет задержка высоковольтного импульса относительно момента прохождения частицы. Для улучшения пространственного разрешения эту задержку следует уменьшать. (Наилучшее разрешение будет достигнуто, если электрическое поле будет создано в

камере до впуска частиц в камеру.) Диффузионное размытие следа за время задержки высоковольтного импульса можно уменьшить с помощью добавок, например добавок CO_2.

12.3. Пузырьковая камера

12.3.1. Принцип действия

Пузырьковая камера представляет собой замкнутый сосуд, заполненный прозрачной жидкостью, нагретой до температуры, близкой к температуре кипения. В определенный момент времени гидростатическое давление в камере резко уменьшается до давления, при котором жидкость становится перегретой. Перегретая жидкость может сравнительно долго оставаться в метастабильном состоянии. Кипение начинается с образования микроскопических пузырьков — зародышей новой фазы.

В 1952 г. Глезер экспериментально показал, что при определенных условиях пузырьки образуются вдоль следа заряженной частицы, проходящей через перегретую жидкость. В своих опытах (рис. 12.9) Глезер помещал диэтиловый эфир в стеклянную колбу диаметром 1 см при температуре около 130 °С и давлении около $2 \cdot 10^6$ Па. После сброса давления до 10^5 Па жидкость оставалась в перегретом состоянии несколько секунд, после чего начиналось бурное кипение. Используя телескоп счетчиков для поджига импульсных ламп, можно было получить фотографии начальных стадий кипения. На полученных фотографиях были видны пузырьки, расположенные вдоль следа частицы, прошедшей через перегретую жидкость и телескоп счетчиков. Так впервые были получены треки частиц в пузырьковой камере.

Если поверхность стен достаточно чиста, вскипание начинается только на пузырьках, образовавшихся в объеме камеры после прохождения заряженной частицы. Скорость роста пузырька в этом случае очень велика. Пузырьки вырастают до размеров 10^{-2} см за время, равное нескольким микросекундам.

Камеры, предназначенные для физических измерений, сильно отличаются от первой камеры Глезера. Металлический корпус и окна для освещения и ввода частиц в таких камерах способствуют тому, что вскипание жидкости происходит не только в

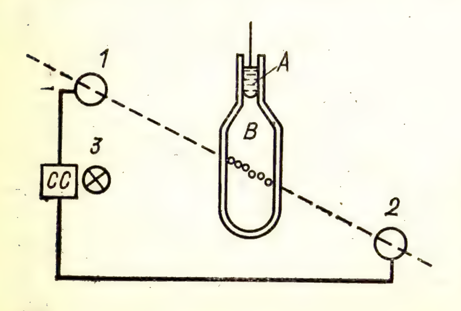


Рис. 12.9. Схема эксперимента, позволяющего наблюдать треки быстрых частиц в перегретой жидкости:

A — буферная жидкость; *B* — перегретая жидкость; *CC* — схема совпадений; *1* и *2* — счетчики частиц; *3* — лампа для освещения

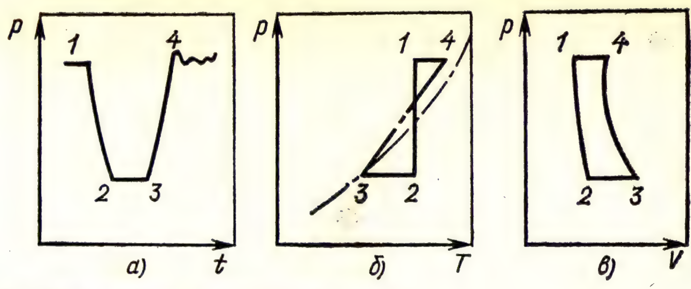


Рис. 12.10. Цикл работы пузырьковой камеры

объеме, но и на поверхности стен в местах сочленения деталей, сделанных из различных материалов. В таких камерах пузырьки растут медленнее (несколько миллисекунд).

Рассмотрим цикл работы пузырьковой камеры в координатах давление — время (рис. 12.10,*а*), давление — температура (рис. 12.10,*б*) и давление — объем (рис. 12.10,*в*). Жидкость до расширения находится в камере при температуре $T_р$ и давлении p_1, большем, чем равновесное давление над плоской поверхностью $p_н$ (точка *1* на всех графиках). В момент времени t_1 давление понижается до p_2 и жидкость становится перегретой (точка *2*). В точке *3* включают механизм сжатия и повышают давление до первоначального. При сжатии происходит конденсация пара в пузырьках. Выделившееся тепло должно быть отведено от жидкости для восстановления начальной температуры. Чем раньше начинается сжатие жидкости, тем до меньших размеров вырастают пузырьки, тем меньше время, идущее на конденсацию пузырьков. Обычно длительность процессов *1—2*, *2—3*, *3—4* и *4—1* равна соответственно 10, 5, 7 и 10 мс.

В современных камерах имеется механизм, позволяющий поддерживать после расширения нижнее давление на постоянном уровне длительное время. Время чувствительности таких камер достигает десятков миллисекунд и может регулироваться в широких пределах. Общая длительность цикла пузырьковой камеры равна нескольким секундам.

Увеличение быстродействия пузырьковой камеры до десятков и сотен циклов в 1 с осуществляется в так называемых резонансных камерах, где компоненты системы расширения и сама жидкость образуют резонансную систему.

Другая возможность увеличения быстродействия пузырьковой камеры связана с созданием в ее объеме с помощью ультразвука переменного поля давления. Принцип действия такой камеры заключается в том, что в замкнутом объеме создают плоскую стоячую ультразвуковую волну. В пучностях стоячей волны давление изменяется в пределах $p \pm \Delta p$. Если величина Δp превышает значение, при котором жидкость становится чувствительной к ионизации, то заряженная частица, проходящая в этот момент через пучность, образует пузырьки. В каждый данный момент

времени трек частицы будет состоять из периодически расположенных в пространстве групп пузырьков, расстояние между которыми равно длине ультразвуковой волны λ. При этом соседние зоны, отстоящие на $\lambda/2$ от зоны чувствительности, будут к ионизирующему излучению нечувствительны.

Ультразвуковые камеры развиваются как один из перспективных вершинных детекторов для гибридных установок. Разработка вершинных детекторов весьма актуальна в связи с изучением редких процессов образования частиц с временем жизни 10^{-12}—10^{-15} с.

Пузырьковые камеры широко применяются в экспериментах на ускорителях. Пучок частиц вводится в камеру после расширения, когда жидкость уже перегрета, а кипение еще не началось (точки *2* на рис. 12.10). При уменьшении нижнего давления перегрев жидкости увеличивается, при этом число пузырьков в треке растет. При дальнейшем увеличении перегрева начинается вскипание по всему объему жидкости.

12.3.2. Образование пузырьков в перегретой жидкости

Как и в камере Вильсона, в пузырьковой камере усиление треков происходит за счет энергии метастабильного состояния (в первом случае — пересыщенного пара, во втором — перегретой жидкости), треки частиц возникают на зародышах новой фазы. Однако природа зародышей совершенно различна. Если в камере Вильсона центрами конденсации являются ионы и рост капли в пересыщенном паре может происходить на отдельном ионе, то в пузырьковой камере единичный электрический заряд вызывает не рост пузырька, а, наоборот, его захлопывание. Образование зародышевого пузырька (10^{-6} см) в перегретой жидкости обусловлено локальным нагревом жидкости в треке заряженной частицы. Поэтому время жизни зародыша новой фазы будет определяться временем диффузии тепла из сферы радиусом $r_к$. Критический радиус по порядку величины равен 10^{-6}—10^{-7} см. Оценка показывает, что для большинства жидкостей, используемых в пузырьковых камерах, время диффузии тепла из сферы радиусом, равным $r_к$, составляет 10^{-10}—10^{-11} с. Такое малое время жизни зародыша новой фазы объясняет неудачные попытки создания перегрева жидкости после прохождения через нее частицы, т. е. попытки создания управляемой пузырьковой камеры. Во всех случаях зародыш пузырька исчезает раньше, чем возникает необходимый для роста пузырьков перегрев жидкости.

Заряженная частица, проходя через жидкость, теряет энергию в основном на ионизацию и возбуждение молекул (если не учитывать радиационных потерь энергии). Молекулы жидкости, находящиеся в высших возбужденных состояниях, через время 10^{-12} с переходят без излучения в первое возбужденное состояние (процесс внутренней конверсии). Избыток энергии выделяется в виде тепла. Образовавшиеся в треке частицы электроны и

ионы рекомбинируют за время 10^{-11} с. Если эта рекомбинация безызлучательная, то за время 10^{-11} с энергия, передаваемая жидкости быстрой заряженной частицей, превращается в тепловую. В треке возникает локальный перегрев, зависящий от плотности ионизации. (Камера, нечувствительная к релятивистским частицам, может оказаться чувствительной к электронам, протонам или ионам небольшой энергии.)

Рассмотренный механизм образования локального перегрева жидкости будет работать в том случае, если значительная доля энергии возбужденных молекул будет переходить в тепло и если образовавшиеся электроны и ионы будут эффективно рекомбинировать (причем безызлучательно). Невыполнение одного из этих условий может привести к тому, что локальный перегрев будет недостаточен для образования пузырька в перегретой жидкости.

Для одной и той же жидкости (например, для жидкого ксенона) количество выделяемого в треке тепла может быть существенно изменено, например, при введении примесей или наложении электрического или электромагнитного поля. Так, например, в камере, заполненной сцинтиллирующим жидким ксеноном, пузырьки не образуются, так как значительная часть энергии уносится из трека фотонами. При тех же условиях в камере, заполненной несцинтиллирующим ксеноном, происходил рост пузырьков вблизи траектории быстрой частицы. Таким образом, перераспределение энергии, выделяемой в треке по различным каналам, в принципе позволяет управлять чувствительностью пузырьковой камеры. В частности, предотвращение рекомбинации носителей заряда в треке может привести к потери чувствительности.

Действительно, хорошо известно, что чистые инертные газы широко применяют в качестве рабочих сред для ионизационных детекторов. В таких детекторах электроны и ионы под действием электрического поля избегают рекомбинации в треке (уходят из трека). Таким образом, электрическое поле должно влиять на треки частиц в пузырьковой камере, заполненной чистыми инертными газами.

В отличие от камеры Вильсона, разрядно-конденсационной и стримерной камер, в которых трек частицы содержит информацию непосредственно об ионизации вещества, в пузырьковых камерах трек не содержит такой информации. Пузырьки в пузырьковой камере возникают в результате локального перегрева жидкости вблизи траектории частицы, и поэтому трек содержит только косвенную информацию об ионизации в жидкости (количество выделившегося тепла зависит от плотности ионизации).

В отличие от ионизационных трековых детекторов, в которых время памяти определяется временем жизни электронов в треке и вполне достаточно для того, чтобы осуществить управление с помощью внешнего импульсного электрического поля, пузырьковая камера неуправляема. Время жизни зародышей пузырьков в жидкости существенно меньше времени, необходимого для создания перегрева.

Число пузырьков на единице длины трека (плотность пузырьков), создаваемое нерелятивистской частицей, $g(\beta)=c/\beta^2$ обратно пропорционально квадрату скорости частицы β^2, где c — функция температуры и перегрева жидкости. Это соотношение можно объяснить, допустив, что пузырьки в перегретой жидкости образуются в треках δ-электронов. Однако при скорости частицы, приближающейся к скорости света, в некоторых жидкостях наблюдается заметный рост плотности пузырьков (релятивистский рост).

Релятивистский рост плотности пузырьков. Эффект возрастания плотности пузырьков с увеличением скорости частицы более выражен для тяжелых жидкостей. Это обусловлено тем, что энергия, необходимая для образования пузырька, растет с увеличением атомного номера. Так, для гелиевой и водородной камер эта величина составляет сотни электрон-вольт, для ксеноновой и пропановой камер примерно 1 кэВ. Большая энергия, необходимая для образования пузырька, приводит к подавлению вклада столкновений с малой передачей энергии, которые наиболее подвержены эффекту поляризации среды. Таким образом, релятивистский рост плотности пузырьков в камерах с тяжелыми жидкостями является прямым следствием высокого по сравнению с потенциалом ионизации наружных электронов оболочек атомов энергетического порога образования пузырьков. Наличие такого порога приводит к появлению пузырьков только в тех столкновениях, которые сопровождаются большими передачами энергии. Таким образом, возрастает роль столкновений с малым параметром удара, для которых эффект плотности выражен слабее. Поэтому в пузырьковых камерах с тяжелыми жидкостями релятивистский подъем значительно выше, чем в других детекторах, обладающих более низким порогом, например в твердых и жидких сцинтилляторах с таким же атомным номером.

12.3.3. Основные характеристики камеры

Рабочие жидкости, применяемые в пузырьковых камерах, должны быть прозрачны для видимого света и химически устойчивы. Свойства некоторых применяющихся жидкостей приведены в табл. 12.2. Наибольшее значение для физики высоких энер-

Таблица 12.2. **Жидкости для пузырьковых камер**

Газ	$p_{раб}$, 10^5 Па	$T_{раб}$, К	$\rho_{раб}$, г/см³
Водород	3—8	25—29	0,058
Дейтерий	45—9	30—34	0,13
Гелий	0,2—1,0	3—4,2	0,12
Ксенон	26	254	2,2
Этилен	1,0	255	239
Пропан	—	332,6	0,45

гий имеют жидкий водород, дейтерий, гелий. Из органических жидкостей наиболее широко применяется пропан. Для исследования взаимодействия γ-квантов с веществом применяют жидкости, содержащие элементы с большим Z (ксенон и шестифтористый вольфрам).

Приближенно рабочую температуру можно определить по эмпирической формуле:

$$T_{\text{р}} = T_{\text{кип}} + \frac{2}{3}(T_{\text{к}} - T_{\text{кип}}), \qquad (12.35)$$

где $T_{\text{кип}}$ — температура кипения при атмосферном давлении; $T_{\text{к}}$ — критическая температура. Значения $T_{\text{р}}$, вычисленные по (12.35), близки к $T_{\text{раб}}$, определенным экспериментально (табл. 12.2).

Для управления камерой с помощью счетчиков необходимо, чтобы время жизни зародыша новой фазы было больше времени, необходимого для перегрева жидкости. В пузырьковой камере оно всегда меньше. С другой стороны, малое время жизни зародыша устраняет возможность регистрации частиц, прошедших через камеру до расширения. Поэтому на фотографиях, полученных с помощью пузырьковой камеры, отсутствуют следы «старых» частиц.

Общая длительность цикла камеры определяется, с одной стороны, скоростью восстановления температуры и давления до первоначального значения и, с другой — скоростью конденсации пара в пузырьках. Время конденсации пузырька очень зависит от его размеров, заметно увеличиваясь с увеличением радиуса пузырька. Для уменьшения времени восстановления, а следовательно, и длительности всего цикла следует фотографировать пузырьки на начальной стадии их возникновения.

Уменьшение радиуса пузырька улучшает пространственное разрешение камеры, что очень важно в экспериментах по определению времени жизни нестабильных частиц. Последнее определяется по расстоянию, которое проходит нейтральная частица до распада с образованием заряженной частицы.

12.3.4. Применение пузырьковой камеры

Пузырьковую камеру широко применяют в исследованиях по физике элементарных частиц. Она является одним из основных детекторов, работающих совместно с ускорителем частиц. С помощью пузырьковой камеры было открыто несколько новых частиц.

В настоящее время основная область применения пузырьковых камер — это нейтринная физика. Пузырьковую камеру применяют для измерения времени жизни нестабильных частиц в качестве вершинного детектора (детектора, определяющего координаты точки взаимодействия частиц или точки распада нейтральных частиц на заряженные частицы). Быстродействующие пузырьковые камеры срабатывают несколько раз за цикл работы ускорителя. Фотографирование объема камеры происходит лишь в случае, когда внешние электронные детекторы выделят исследуемое событие.

Так же, как в стримерной камере, здесь возможна регистрация треков с применением лазеров и голографических методов. Практически все трековые детекторы представляют собой некоторый замкнутый объем, заполненный прозрачным в оптическом диапазоне материалом — газом, жидкостью или твердым телом, в котором после прохождения заряженной частицы возникают оптические неоднородности. Если их размеры достаточно велики, как, например, капли в камере Вильсона, стримеры в стримерной камере или пузырьки в пузырьковой камере, то возможна их оптическая регистрация.

Наиболее простым является хорошо известный и широко применяемый в других областях (например, в аэродинамике) теневой метод регистрации оптических неоднородностей.

Большой интерес представляет использование пузырьковых камер в качестве вершинного детектора с голографическим съемом информации. Напомним, что в вершинном детекторе определяют точку, где произошло взаимодействие частицы, и точку, где произошел распад нестабильной частицы с образованием заряженных частиц.

12.4. Ядерные эмульсии

12.4.1. Фотографический метод регистрации

Фотографический метод регистрации ионизирующих излучений имеет почти столетнюю историю. Именно ему физика обязана открытием явления радиоактивности. Впервые эффект воздействия излучения солей урана на фотографическую пластину был обнаружен в 1866 г., но лишь через 30 лет это явление было детально исследовано Беккерелем, что привело к открытию радиоактивности.

В конце 40-х — начале 50-х годов одновременно в СССР и за рубежом появились сообщения о создании фотографических эмульсий, способных регистрировать релятивистские электроны с минимальной ионизирующей способностью. В этот период с помощью фотометода были открыты π^+- и π^--мезоны, K^+- и K^--мезоны, Λ^0-гиперон, $\Sigma^\pm$-гиперон и цепочки их распадов, обнаружено большое число ядерных превращений.

В последние годы основные усилия исследователей были направлены на создание эмульсий с хорошим пространственным разрешением, на разработку эмульсионных камер большого объема, исследование механизма образования трека, изготовление эмульсий для конкретных ядерно-физических экспериментов.

Среди большого круга исследований необходимо выделить работы по созданию фотографического детектора с управляемой чувствительностью. Возможность импульсного изменения чувствительности фотографического детектора позволила бы существенно расширить область его применения в ядерной физике, физике элементарных частиц, космических исследованиях.

12.4.2. Основные представления о фотографическом процессе

Фотографическая эмульсия представляет собой взвесь в желатине микрокристаллов AgBr с характерным размером 1 мкм. Процесс образования фотографического изображения согласно современным представлениям выглядит следующим образом (рис. 12.11). В результате взаимодействия кванта света или заряженной частицы с микрокристаллом AgBr в зоне его проводимости оказывается один или несколько свободных электронов. Свободный электрон диффундирует по микрокристаллу до тех пор, пока не оказывается захваченным на одну из глубоких ловушек, время жизни на которой достаточно велико. Роль таких ловушек могут играть дислокации кристалла, микротрещины и т. д. Обычно при изготовлении эмульсии такие дефекты вводят в микрокристалл специально в виде инородных включений и называют центрами чувствительности.

В кристаллической решетке AgBr всегда присутствует некоторое количество свободных междоузельных ионов Ag^+, обладающих высокой подвижностью и диффундирующих по кристаллу. Эти ионы образуются в кристаллической решетке в результате тепловых колебаний. Отрицательно заряженный центр чувствительности притягивает своим электрическим полем один из ионов Ag^+ и нейтрализует его, образуя атом серебра. Время, за которое происходит этот процесс, 10^{-5} с. Центр чувствительности с осевшим на нем атомом серебра в свою очередь является глубокой потенциальной ямой для других свободных электронов, и процесс повторяется последовательно несколько раз. Таким образом, в центре чувствительности образуется серебряный зародыш, состоящий из нескольких атомов металлического серебра, который называется центром скрытого изображения. Время жизни центра скрытого изображения очень велико: 10^2—10^3 ч (при комнатной температуре). Однако при нагревании время жизни уменьшается, и центр скрытого изображения может разрушиться. Этот эффект носит название регрессии скрытого изображения.

Чтобы превратить скрытое изображение в видимое, фотоэмульсию подвергают специальной обработке — проявлению. Этот про-

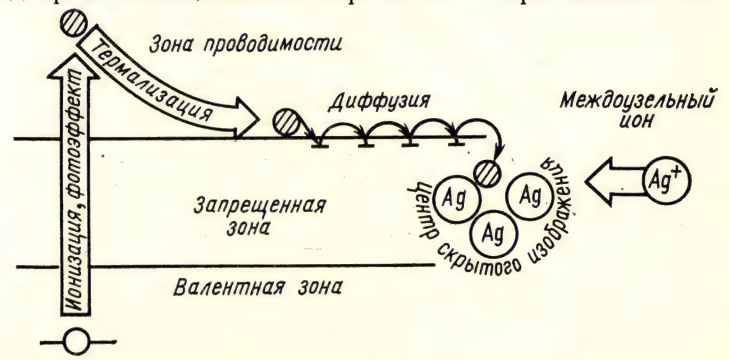


Рис. 12.11. Процесс образования скрытого фотографического изображения

цесс основан на избирательности действия проявителя на микрокристаллы. Проявитель активно взаимодействует с микрокристаллами, обладающими центрами скрытого изображения, восстанавливая их целиком до металлического серебра, и почти не взаимодействует со всеми остальными микрокристаллами. Так формируется видимое изображение.

Наконец, последний этап обработки — фиксирование — заключается в удалении из фотоэмульсии непроявленных микрокристаллов.

Рассмотрим факторы, определяющие вероятность проявления микрокристалла. Для превращения центра чувствительности в центр скрытого изображения (условие проявляемости) необходимо, чтобы он содержал не менее некоторого минимального количества атомов серебра. В противном случае центр не является устойчивым и распадается за короткое время. Согласно современным оценкам центр скрытого изображения содержит не менее 5—10 атомов серебра. Количество атомов серебра в центре определяется количеством свободных электронов и, следовательно, поглощенной в микрокристалле энергией. Прямые измерения количества световых квантов, падающих на высокочувствительную фотоэмульсию, и количества проявленных зерен дают минимальное значение поглощенной энергии 30—50 эВ на 1 микрокристалл.

Аналогичные измерения проводили при экспонировании той же фотоэмульсии моноэнергетическими электронами с энергией 200—1000 эВ. В эксперименте соблюдалось условие, чтобы каждый из микрокристаллов поглощал не более одного электрона. Результаты этих исследований позволяют сделать следующие выводы:

1) отсутствует резкая энергетическая граница, определяющая проявляемость микрокристалла. Это связано с особенностями взаимодействия излучения с веществом и будет рассмотрено в подразд. 12.4.4;

2) минимальное значение поглощенной энергии, необходимое для образования скрытого изображения, в случае действия частиц по крайней мере на порядок больше, чем в случае действия света.

Основное отличие действия света и частиц на фотоэмульсию связано с тем, что вероятность проявления зависит не только от величины поглощенной в микрокристалле энергии, но и от того, за какое время произошел этот процесс. При экспонировании светом средний интервал времени между попаданиями отдельных фотонов на микрокристалл, как правило, больше характерного времени образования атома серебра в центре. Поэтому каждый из свободных электронов имеет возможность участвовать в процессе образования скрытого изображения.

Попавшая в микрокристалл частица образует свободные электроны практически мгновенно, за 10^{-12}—10^{-14} с. Только малая часть из них может участвовать в процессе образования скрытого изображения, так как все стадии его протекают последовательно. Основная часть электронов рекомбинирует вне центра чувствительности.

Вероятность проявления определяется не только процессом поглощения энергии, но и характеристиками микрокристалла. Поясним это простым примером. Пусть среднее количество центров чувствительности микрокристаллов равно $\overline{m}$ и минимальное количество серебра в центре n. Тогда в предположении о равномерном распределении электронов по центрам минимальная энергия

$$E_{\text{мин}} = \omega n \overline{m}, \qquad (12.36)$$

где ω — энергия, расходуемая на образование одного атома серебра. Отсюда следует, что в фотоэмульсиях с малым числом центров чувствительности энергия, необходимая для образования центра скрытого изображения, меньше.

Более детальное рассмотрение (которое здесь не приводится) учитывает как распределение количества центров по микрокристаллам, так и распределение электронов по центрам. Оно позволяет получить зависимость вероятности проявления от числа центров и оценить наиболее выгодное среднее число центров при заданных потерях энергии.

12.4.3. Физико-химические свойства современных ядерных эмульсий

Многолетнее развитие фотографического метода регистрации привело к созданию особого класса фотоэмульсий, применяемых специально для регистрации ионизирующих излучений. Этот класс по своим физико-химическим характеристикам оказался существенно отличным от обычных фотоэмульсий и получил название ядерных эмульсий. В табл. 12.3 для сравнения приведены типичные параметры двух типов эмульсий.

Таблица 12.3. **Параметры эмульсий**

Параметры	Эмульсия	
	ядерная	фотографическая
Размер микрокристаллов D, мкм	0,1—0,3	1
Концентрация AgBr C, % по массе	80—85	20—30
Толщина чувствительного слоя, мкм	50—1000	10—20
Допустимый уровень вуали, %	10^{-3}	1—0,1
Максимальная чувствительность	Регистрирует следы однозарядных релятивистских частиц	—

Возможность регистрации частиц высоких энергий определяется в большей степени толщиной чувствительного слоя. Например, в слое толщиной 1000 мкм полностью укладываются пробеги протонов с энергией не более 15 МэВ. Кроме того, толщина эмульсии определяет эффективность регистрации нейтральных частиц: γ-квантов и нейтронов.

Толщина ядерных эмульсий обычно не превышает 1000 мкм. Для регистрации релятивистских длиннопробежных частиц приме-

няют эмульсионные камеры. Эмульсионная камера представляет собой стопку из отдельных эмульсионных слоев, не имеющих подложки. Каждый из слоев имеет маркировку, чтобы можно было проследить трек частицы во всей стопке. Суммарная толщина такого детектора может достигать 10 см.

Тормозная способность ядерной эмульсии определяется ее элементным составом. В табл. 12.4 приведены элементный состав отечественной ядерной эмульсии типа Р (релятивистской) и наиболее часто используемые характеристики эмульсий.

Таблица 12.4. **Состав ядерной эмульсии типа Р**

Элемент	ρ, г/см^3	N_i, 10^{22} атом/см^3	Примечания
Серебро	1,82	1,02	Плотность эмульсии ρ=3,83 г/см^3
Бром	1,36	1,01	Плотность AgBr ρ_1=6,47 г/см^3
Водород	0,05	3,19	Плотность желатина ρ_2=1,3 г/см^3
Углерод	0,28	1,39	Полное число атомов в 1 см^3 7,88·10^{22}
Азот	0,08	0,32	Среднее A=29,0
Кислород	0,28	0,94	Среднее Z=13,17
Иод	0,005	0,003	$\overline{S}$=0,18 мкм
Сера	0,002	0,004	Чувствительность: 45—50 зерен/100 мкм

12.4.4. Особенности взаимодействия заряженных частиц с веществом ядерной эмульсии

Частица, двигаясь в эмульсии, теряет свою энергию как в AgBr, так и в желатине. Оценим количество пересекаемых частицей микрокристаллов на единице длины трека (линейную плотность микрокристаллов). Предположим для простоты, что все микрокристаллы имеют одинаковую форму шара диаметром D. Частица пересекает только те из них, центры которых удалены от траектории не более чем на $D/2$ и заключены в цилиндре радиусом $D/2$. Количество таких микрокристаллов на единицу длины пути

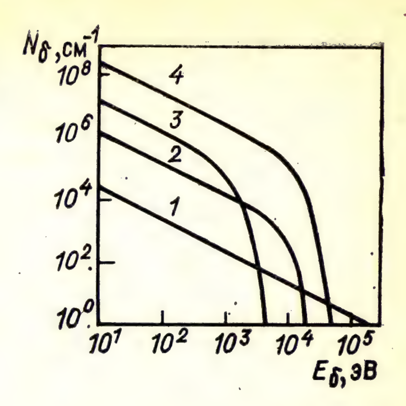
$$n_0 = \frac{\frac{\pi D^2}{4} c}{\frac{4}{3}\pi\left(\frac{D}{2}\right)^3} = \frac{3}{2}\frac{c}{D}, \qquad (12.37)$$

где c — объемная концентрация AgBr в эмульсии. Если подставить в (12.37) типичные значения C и D из табл. 12.3, то $n_0 \approx 250$ на 100 мкм трека частицы. Однако попадание частицы в микрокристалл еще не гарантирует его проявляемости.

В первом приближении можно полагать, что вероятность проявления определяется энергией, потерянной в микрокристалле частицей. Заряженная частица теряет свою энергию на возбуждение и ионизацию атомов среды. Процесс ионизации имеет статистический характер. В результате ионизации может образоваться δ-электрон высокой энергии (несколько сотен электрон-вольт), и эта

Рис. 12.12. Спектры δ-электронов:

1 — электроны с энергией 1 МэВ; *2*, *3* — соответственно протоны и α-частицы с энергиями 10 МэВ; *4* — космические частицы с $Z=25$ и энергией 1 ГэВ



энергия будет достаточна для сообщения микрокристаллу способности к проявлению. Таким образом, δ-электроны имеют чрезвычайно важное значение в процессе образования трека частицы.

Энергетическое распределение δ-электронов, образованных частицей с зарядом z и скоростью v на 1 см пути, описывается соотношением (4.7).

На рис. 12.12 показаны спектры $N_\delta(E_\delta)$ при торможении различных частиц в ядерной эмульсии. Исходя из представленных спектров, можно оценить частоту высокоэнергетических актов передачи энергии (в несколько сотен электрон-вольт и более) для различных частиц. Так, на 10 мкм трека: 1—2 события — для релятивистского электрона, 20—30 — для протона с энергией 10 МэВ и 10^4 — для высокоэнергетического многозарядного иона. Следовательно, из всех пересекаемых частицей микрокристаллов в первом случае будет проявляться каждый 10—20-й, тогда как во вто-

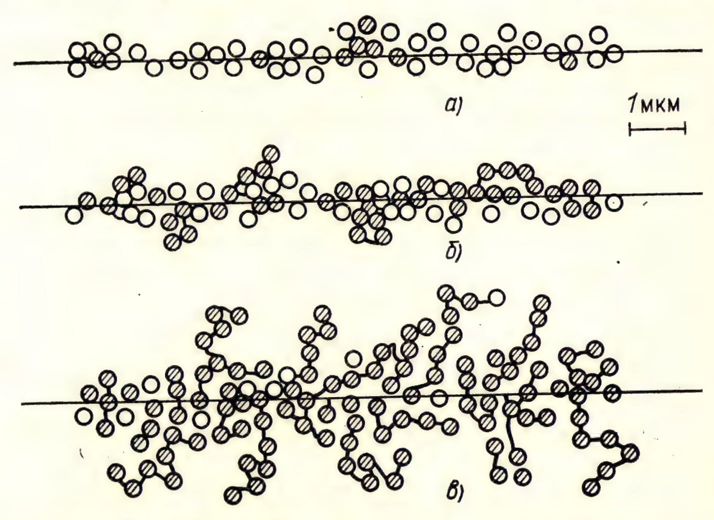


Рис. 12.13. Структура трека различных частиц в ядерной эмульсии:

а — релятивистский электрон; *б* — протон с энергией 10 МэВ; *в* — многозарядный ион

ром и третьем случаях проявятся все. Эти оценки качественно отражены на рис. 12.13 (микрокристаллы, получившие способность к проявлению, заштрихованы).

Экспериментально установлено, что пробег δ-электрона с энергией 5 кэВ сравним с характерным размером микрокристалла ядерной эмульсии. Значит, высокоэнергетические δ-электроны могут образовывать отдельные различимые треки из нескольких проявленных зерен. Траектория движения электрона с энергией в несколько десятков килоэлектрон-вольт представляет собой ломаную линию из-за его многократного рассеяния. Количество таких δ-электронов на единицу длины траектории особенно велико у многозарядных ионов, что отражается на структуре трека.

12.4.5. Теория образования трека

Одним из основных параметров трека частицы в ядерной эмульсии является число проявленных микрокристаллов (зерен) на единицу длины пути частицы N. Этот параметр связан с вероятностью проявления φ:

$$N=\varphi n_0. \qquad (12.38)$$

Функция φ осуществляет связь между параметрами частицы и параметрами образованного ею трека. Основные теоретические представления, позволяющие установить эту связь, были получены в конце 50-х — начале 60-х годов.

1. Потери энергии частицы в ядерной эмульсии имеют статистический характер. Все акты взаимодействия быстрой частицы с орбитальными электронами можно условно разделить на фотографически эффективные (с передачей больших порций энергии) и неэффективные. Часто в связи с этим данную теорию называют статистической теорией образования трека.

2. Существует собственная внутренняя структура микрокристалла, так что фотографически эффективные акты взаимодействия происходят только в его поверхностном слое.

Рассмотрим оба положения более детально.

Понятие фотографически эффективного акта взаимодействия можно уточнить на основе зонной модели кристалла AgBr (рис. 12.14). Быстрая заряженная частица взаимодействует не только с внешними, но и с внутренними орбитальными электронами и производит ионизацию. Расчет показывает, что на 100 мкм пути релятивистской частицы в зону проводимости переходит 200 электронов с энергией связи 16 эВ, 52 электрона с энергией связи 130 эВ, 13 электронов с энергией связи 430 эВ, 4 электрона с энергией связи 1,3 кэВ и 1 электрон с энергией связи выше 4,3 кэВ. Для фотографического процесса важным является не только значение кинетической энергии образованного δ-электрона, но и энергия уровня, с которого произошла ионизация. Действительно, образовавшаяся вакансия заполняется при переходе электрона с более высокого уровня. При этом испускается квант характеристического

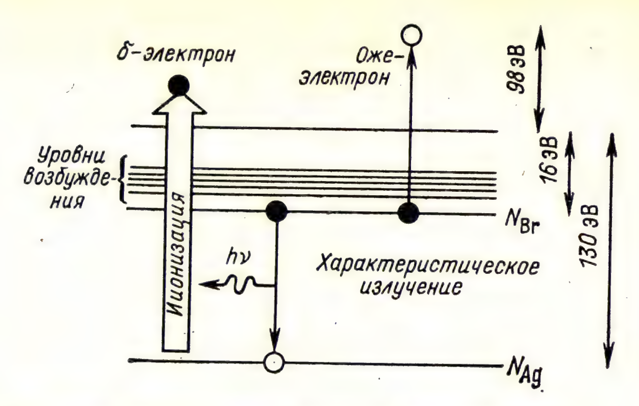


Рис. 12.14. Диаграмма энергетических уровней кристалла ArBr

излучения, который поглощается в том же микрокристалле. Конкурирующий процесс — оже-переход — безызлучательное испускание электрона с одной из внешних оболочек атома.

Характерной особенностью микрокристаллов AgBr является большая разница энергий связи двух внешних уровней N_{Br} (16 эВ) и N_{Ag} (130 эВ). Это позволяет предположить, что взаимодействия быстрой частицы с электронами N-оболочки Br неэффективны (если кинетическая энергия δ-электронов при этом невелика). Ионизация с N-оболочки Ag и более глубоких оболочек, наоборот, может быть фотографически эффективной для ядерных эмульсий высокой чувствительности.

Второе положение получено в результате прямых измерений вероятности проявления микрокристаллов разных размеров. Было установлено, что фотографической эффективностью обладает только внешняя оболочка микрокристалла размером $8 \cdot 10^{-6}$ см.

Вероятность проявления микрокристалла в статистической теории находится в предположении, что число актов передачи больших порций энергии распределено по закону Пуассона

$$p_n = \frac{N^n}{n!} \exp(-N),$$

где p_n — вероятность произойти n событиям при среднем числе событий, равном N.

В высокочувствительной эмульсии микрокристалл приобретает способность к проявлению при единичном акте. Следовательно, вероятность проявления зерна выражается как эффективность регистрации частицы, аналогично тому как это было получено для счетчика Гейгера — Мюллера:

$$\eta = 1 - \exp(-N). \qquad (12.39)$$

Чувствительность ядерной эмульсии можно изменять в широких пределах. Это позволяет существенно расширить область ее применения. Рассмотрим задачу идентификации частиц по скоро-

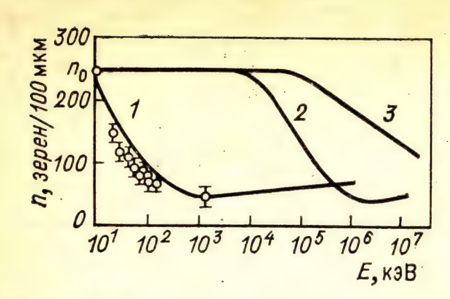


Рис. 12.15. Зависимость плотности первичных зерен от энергии в треке электрона (*1*), протона (*2*), α-частицы (*3*)

сти. Для этого можно использовать релятивистский рост ионизации. Известно, что поляризация среды уменьшает эту зависимость. Но эффект поляризации уменьшается при уменьшении параметра удара: он играет большую роль только для далеких соударений. Поэтому следует создать детектор, который регистрировал бы только события, обусловленные большой передачей энергии (малым параметром удара). Ядерная эмульсия малой чувствительности (с большой энергией образования зерна) и является таким детектором. Действительно, в эмульсиях с низкой чувствительностью наблюдается значительный релятивистский рост плотности зерен.

На рис. 12.15 приведены графики зависимости плотности зерен от энергии электрона, протона и α-частицы. Отметим, что вблизи минимума ионизации вероятность произойти двум эффективным актам в одном микрокристалле мала.

Плотность первичных зерен при минимуме ионизации одинакова для всех частиц и определяется только величиной n_0 и чувствительностью эмульсии. Плотность зерен при минимуме ионизации принято использовать в качестве меры чувствительности ядерной эмульсии. Чувствительность эмульсии типа Р составляет 45—50 проявленных зерен на 100 мкм следа релятивистской частицы.

Плотность вторичных зерен не поддается простой теоретической оценке. Обычно она определяется как разность между плотностью всех проявленных зерен в треке и первичной плотностью зерен. Структура трека зависит от скорости частицы. Если в конце пробега трек формируется в основном из вторичных зерен, то при большой скорости главную роль играют первичные зерна.

12.4.6. Определение пробега и энергии заряженных частиц

Ядерная эмульсия позволяет измерить пробег частицы с высокой точностью (около 1 мкм). Пробег частицы R связан с ее энергией и может быть вычислен численным интегрированием с использованием формулы Бете, это достаточно хорошо описывают экспериментальные значения.

Пробег частицы обратно пропорционален плотности среды и практически не зависит от других ее параметров. Если учесть, что плотности различных стандартных эмульсий различаются не более чем на несколько процентов при практически одинаковом элементном составе, то данные по пробегам можно считать универсальными для всех типов ядерных эмульсий. Число зерен в треке опре-

деляется в основном чувствительностью эмульсии и для разных типов эмульсии может отличаться в несколько раз.

На рис. 12.16 представлены зависимости пробег — энергия протонов и α-частиц в ядерной эмульсии. Оказалось, что пробеги однозарядных частиц в ядерной эмульсии хорошо описываются степенной зависимостью

$$E = kR^n, \qquad (12.40)$$

где k и n — постоянные коэффициенты. Значения k для некоторых частиц приведены в табл. 12.5 (для всех частиц $n=0{,}581$ при условии, что пробег измеряется в микрометрах, а энергия в мегаэлектрон-вольтах).

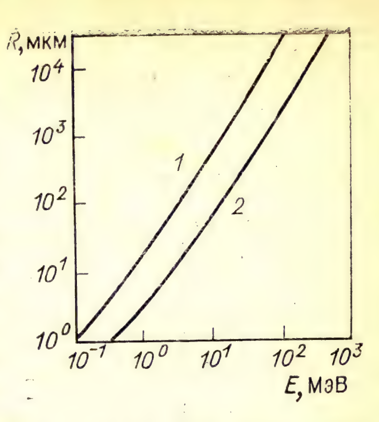


Рис. 12.16. Зависимость пробег — энергия протонов (1) и α-частиц (2) в ядерной эмульсии

Таблица 12.5. **Значения коэффициента k в формуле (12.40)**

Частица	k	Частица	k
Протон	0,251	Дейтрон	0,336
μ-мезон	0,101	π-мезон	0,113
K-мезон	0,192	Тритон	0,398

Можно показать в грубом приближении, что пробег тяжелого многозарядного иона также описывается степенной зависимостью. Действительно, пробег иона, состоящего из M нуклонов с зарядом z, относится к пробегу протона той же скорости как

$$R_M/R_p = M/z^2. \qquad (12.41)$$

Энергия такого иона

$$E_M = \frac{Mm_pv^2}{2} = MkR_p{}^n = MkR_M^n\frac{z^{2n}}{M^n} = kM^{1-n}z^{2n}R_M^n, \qquad (12.42)$$

где m_p — масса протона. Соотношение (12.42) справедливо лишь для ионов высоких энергий. При малых энергиях истинный пробег больше расчетного. Расхождение вызвано эффектом перезарядки. Эффект перезарядки заключается в попеременном захвате и испускании тормозящейся частицей орбитальных электронов атомов среды. Заряд частицы уменьшается и флуктуирует, ионизационная способность падает, пробег увеличивается. В этом случае вводят понятие эффективного заряда:

$$z^* = z\,[1 - \exp(-125\beta/z^{2/3})]. \qquad (12.43)$$

Пробеги электронов в ядерной эмульсии исследованы менее детально. На рис. 12.17,*а* показан трек электрона в ядерной эмульсии. Видно, что истинный пробег R, равный длине трека, больше, чем R'. Пробеги электронов R можно оценить по соотношению

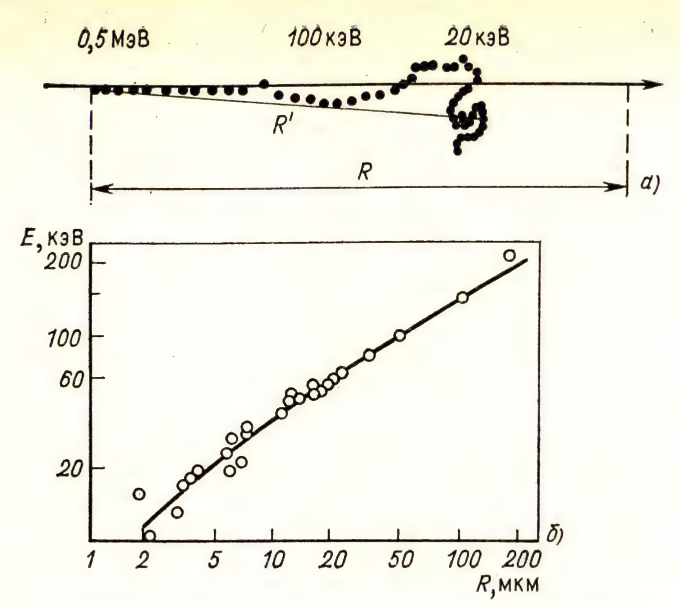


Рис. 12.17. Зависимость пробега электрона от энергии в ядерной эмульсии: *а* — полный пробег *R* и радиус трека *R'*; *б* — зависимость полного пробега *R* от энергии

$E=8R^{0,62}$ (где E измеряется в кэВ, а R — в мкм). По мере торможения электрона в эмульсии скорость его уменьшается, что приводит к возрастанию роли многократного рассеяния. На рис. 12.7,*б* приведена зависимость пробега R от энергии. Для описания сильно искривленных треков вводят понятие радиуса трека R', определяемого как расстояние от точки возникновения трека до наиболее удаленной его точки. Для электрона радиус трека в эмульсии связан с его энергией соотношением $E=10R_1{}^{0,77}$.

Энергетическое разрешение при измерении энергии по пробегу определяется шириной распределений ΔR и называется страгглингом. Страгглинг обусловлен флуктуациями потерь энергии при торможении частицы в эмульсии. Теоретические оценки этого параметра были сделаны Н. Бором. Стандартное отклонение ΔR от среднего значения R для частиц с зарядом ze, скоростью βc, кинетической энергией E при движении в среде с плотностью электронов N имеет вид:

$$(\Delta R)^2 = 4\pi z^2 e^4 N \int\limits_0^E \frac{1-\beta^2/2}{\left(\frac{dE}{dR}\right)^3 (1-\beta^2)}\, dE. \qquad (12.44)$$

Если учесть, что пробеги частиц одинаковой скорости пропорциональны их массам M и обратно пропорциональны z^2, то относительные флуктуации пробегов таких частиц $\Delta R/R \sim 1/\sqrt{M}$.

12.4.7. Измерение времени пролета и времени жизни частиц

Время пролета стабильной заряженной частицы в ядерной эмульсии можно определить по пробегу R и скорости v.

В нерелятивистском случае скорость частицы массы M с зарядом z согласно (12.42)

$$v = Cz^n M^{-n/2} R^{n/2}, \qquad (12.45)$$

где C — константа. Отсюда время пролета

$$t = \frac{M^{n/2}}{Cz^n(1-n/2)} R^{1-n/2}. \qquad (12.46)$$

Время пролета до остановки протона с энергией 100 МэВ согласно формуле (12.46) составляет $t \approx 10^{-10}$ с. При высокой скорости необходимо учитывать релятивистские эффекты (этот случай здесь не рассматривается).

Распад нестабильных частиц может происходить как на лету, так и после остановки. Если ставится задача определения среднего времени жизни частицы, необходимо, чтобы распад происходил на лету. Формула (12.46) справедлива в том случае, если под величиной t понимать время жизни частицы, а под R — длину ее трека. Для получения постоянной распада необходимо измерить распределение треков по длине и преобразовать его в распределение по времени жизни, которое, как известно, описывается экспоненциальным законом:

$$N(t) = N_0 \exp(-t/t_{ср}), \qquad (12.47)$$

где N_0 — полное число треков; $N(t)$ — число треков частиц с временем жизни больше, чем t; $t_{ср}$ — среднее время жизни.

При регистрации нестабильных частиц и исследовании схем их распадов часто возникает необходимость проследить трек частицы до ее остановки. Пробег в твердом теле на 2—3 порядка меньше, чем в газе. Это обстоятельство сыграло решающую роль при открытии и исследовании схем распадов короткоживущих π- и K-мезонов и гиперонов с временем жизни 10^{-8}—10^{-10} с.

В последние годы интерес к эмульсионному детектору существенно возрос в связи с исследованиями короткоживущих частиц (c- и b-кварков, τ-лептонов) с временем жизни 10^{-13} с и менее.

12.4.8. Измерение плотности зерен в треке

Плотность первичных зерен в треке — мера удельных ионизационных потерь энергии частицы. В общем случае эти величины связаны соотношением (12.48). При больших энергиях $n \sim dE/dx$. Метод определения различных параметров частицы по плотности зерен часто применяется в ядерной физике.

Выразим dE/dx и пробег через скорость частицы. Из (12.42) следует, что

$$\frac{dE}{dx} = knz^{2n} M^{1-n} R^{n-1}. \qquad (12.48)$$

Пробег частицы

$$R = c^{-2/n} \frac{M}{z^2} v^{2/n}. \qquad (12.49)$$

Подставив значение R в выражение для dE/dx, получим

$$dE/dx \sim z^2 v^{2(n-1)/n}. \qquad (12.50)$$

Таким образом, плотность зерен в совокупности с пробегом позволяет определить такие важные параметры, как скорость, заряд или массу частицы.

Плотность вторичных зерен целиком определяется высокоэнергетическими δ-электронами с энергией больше $E_\delta > 10$ кэВ. Такие электроны образуют отдельный трек из нескольких зерен. Интегральный спектр δ-электронов имеет вид

$$N_\delta = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e v^2} z^2 \left[\frac{1}{E_\delta} - \frac{1}{E_{\delta\,\text{макс}}}\right] = \frac{2\pi e^4 n_e}{m_e} \frac{z^2}{v^2} \left[\frac{1}{E_\delta} - \frac{1}{2m_e v^2}\right]. \qquad (12.51)$$

Плотность треков δ-электронов на единице длины следа позволяет судить о заряде и скорости частицы.

Все основные способы измерения параметров заряженных частиц в ядерной эмульсии даны в табл. 12.6.

Таблица 12.6. **Измерение характеристик заряженных частиц**

Измеряемая величина	Характеристики частицы	Основные соотношения
Пробег R	E; t; M; z; v	$R = M/z^2 F(\beta)$ $E = kR^n$ $t = \dfrac{M^{n/2}}{cz^n\left(1 - \dfrac{n}{2}\right)} R^{1-\frac{n}{2}}$ $v = cz^n M^{-n/2} R^{n/2}$
Число зерен N	E	$N = \Phi(E)$
Плотность первичных зерен n	dE/dx; z; v; M; E	$dE/dx = \dfrac{z^2 M}{E} f(\beta)$ $n \sim dE/dx$ $n \sim z^2 v^{2(n-1)/n}$
Плотность треков δ-электронов n_δ	z; v	$n_\delta \sim \dfrac{z^2}{v}\left(\dfrac{1}{E} - \dfrac{1}{2m_e v^2}\right)$
Средний угол рассеяния $\sqrt{\overline{\theta^2}}$	p (импульс); z; v	$pv \sim \dfrac{z}{\sqrt{\overline{\theta^2}}}$
Радиус кривизны в магнитном поле ρ	p; z	$\rho \sim \dfrac{p}{z}$

12.4.9. Регистрация нейтронов

Нейтральные частицы регистрируются в ядерной эмульсии по заряженным продуктам их взаимодействия с веществом.

Нейтроны можно регистрировать различными способами в зависимости от их энергии. Для регистрации и измерения интенсивности пучков медленных нейтронов используют ядерные реакции, например, с азотом, который входит в состав эмульсии:

$$^{14}_{7}N + n \rightarrow {}^{14}_{6}C + {}^{1}_{1}H.$$

В результате такой реакции в детекторе образуются треки ядер углерода и протона, направленные в противоположные стороны.

Для повышения эффективности регистрации нейтронов используют специальные эмульсии, в состав которых введены элементы с высоким нейтронным сечением взаимодействия. Наиболее распространенные реакции:

$$^{10}_{5}B + n \rightarrow {}^{7}_{3}Li + {}^{4}_{2}He;$$

$$^{6}_{3}Li + n \rightarrow {}^{4}_{2}He + {}^{3}_{1}H.$$

Регистрация быстрых нейтронов с энергией от долей до десятков мегаэлектрон-вольт осуществляется по протонам отдачи. Если на детектор падает сколлимированный пучок нейтронов, то по длине треков протонов отдачи и углу можно определить энергию регистрируемых нейтронов.

12.4.10. Управление чувствительностью

В предыдущих подразделах представлены лишь наиболее распространенные примеры использования ядерных эмульсий в ядерной физике и физике элементарных частиц. Круг задач, решаемых этим методом, чрезвычайно широк. Достаточно сказать, что шесть новых элементарных частиц были впервые зарегистрированы и идентифицированы с помощью ядерной эмульсии.

Одним из достоинств рассматриваемого метода является способность накопления числа треков в течение длительного периода времени, когда производится регистрация редких событий, и процесс экспонирования длится много суток.

Однако в некоторых задачах способность детектора непрерывно накапливать число треков превращается из преимущества в недостаток. Это может быть в тех случаях, когда целью исследования является наблюдение какого-либо события в присутствии высокого фона посторонних излучений или когда необходимо выделить исследуемое событие из большой совокупности других подобных событий путем селекции по времени их возникновения. Очевидно, что детектор, сочетающий в себе характеристики ядерной эмульсии и способность «включать» чувствительность на короткий интервал времени 10^{-3}—10^{-6} с, был бы чрезвычайно полезен в ядерной физике.

Чтобы след заряженной частицы можно было наблюдать, необходимо, чтобы среднее расстояние между зернами было меньше определенной величины $l_м$.

Примем, что $l_м$ по крайней мере в 2 раза меньше среднего расстояния между зернами вуали. В ядерной эмульсии это условие всегда выполняется. Действительно, в эмульсии типа Р на 100 мкм вдоль следа релятивистской частицы проявляется 45—50 зерен диаметром 0,28 мкм (всего же вдоль следа расположено 242 зерна), т. е. проявляется всего 20% зерен.

В объеме 10^{-9} см^3 содержится 2,4 зерна вуали, т. е. примерно 10 зерен на 100 мкм.

Управление осуществляется, если эмульсия изменяет чувствительность за короткое время так, что среднее расстояние между зернами в треке оказывается меньше, чем расстояние между зернами вуали. Такую эмульсию можно экспонировать в пучках с интенсивностью фоновых частиц на несколько порядков выше, чем интенсивность наблюдаемого события.

В настоящее время уже осуществлены два метода управления чувствительностью ядерных эмульсий. Первый метод основан на смещении облака электронов в область, где есть центр чувствительности. Второй метод основан на лавинном размножении в поле напряженностью порядка 10^6 В/см. Возможно также использование влияния поля на время жизни электронов в ловушке.

Если создать эмульсии с глубокими ловушками, которые захватывают электроны на длительное время, то такая эмульсия вообще не будет чувствительной. В момент прохождения через эмульсию частицы включают поле (или свет), так что электроны становятся подвижными, и это состояние (когда электроны подвижны) аналогично состоянию, которое обычно осуществляется в ядерных эмульсиях.

Кроме того, в этих условиях возможен механизм ионизации ловушек, т. е. механизм ионизации примесей электронным ударом.

Рассмотрим основные представления о механизме действия электрического поля на фотографический процесс.

Наиболее изучено влияние слабого электричского поля на процессы в фотографической эмульсии (т. е. поля с напряженностью, недостаточной для ионизации вещества).

Если в течение времени образования трека создать в кристалле электрическое поле, то электроны, переведенные быстрой заряженной частицей из валентной зоны в зону проводимости, переместятся к границам кристалла. Если в кристалле существует несколько центров чувствительности, то электрическое поле увеличит число электронов, дрейфующих к центрам, расположенным ближе к положительному электроду. Такое пространственное перераспределение электронов может привести к образованию центра проявления в результате увеличения числа атомов серебра в одном из центров чувствительности (рис. 12.18). В отсутствие электрического поля электроны распределялись бы более или менее равномерно между несколькими центрами. В результате этого их число и, следова-

тельно, число атомов серебра в каждом центре может оказаться недостаточным для образования центра проявления.

Таким образом, приложение электрического поля к фотографической эмульсии может привести к увеличению ее чувствительности. Это увеличение связано с перераспределением электронов между центрами чувствительности и поэтому происходит только в кристаллах с большим числом центров чувствительности, расположенных по его периферии. Тогда электрическое поле может существенно увеличить число электронов, дрейфующих к центрам, расположенным ближе к положительному электроду. Это приведет к увеличению вероятности образования центра проявления.

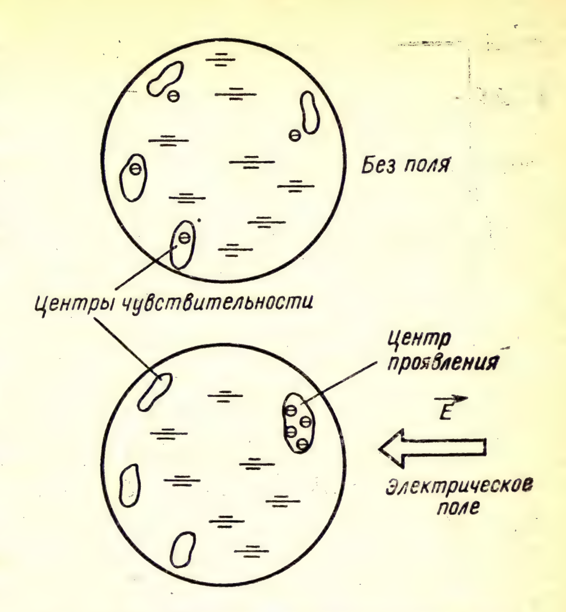


Рис. 12.18. Влияние электрического поля на фотографический процесс

В кристаллах с одним единственным центром чувствительности электрическое поле может уменьшить вероятность образования центра проявления и уменьшить чувствительность эмульсии.

Еще один эффект слабого поля заключается в том, что поле уменьшает глубину ловушки и тем самым увеличивает вероятность выхода электрона из ловушки, что также влияет на процессы в треке. Такое действие поля, в частности, может увеличить скорость дрейфа электронов.

Детальное исследование влияния электрического поля на чувствительность эмульсии проводили в модельном эксперименте, где в качестве источника ионизирующего излучения использовали азотный лазер с длительностью светового импульса (8 ± 1) нс при длине волны 337,1 нм. В качестве конвертора применяли пластический сцинтиллятор с временем высвечивания 2 нс.

Форма электрического импульса, прикладываемого к фотографической эмульсии, показана на рис. 12.19. На этом же рисунке приведена измеренная зависимость почернения *A*-пленки от временного смещения импульса света относительно электрического импульса. Из приведенной на рис. 12.19 зависимости можно сделать следующие выводы:

1. Если импульс света опережает электрический импульс, то фотоэлектроны, возникшие в кристалле AgBr, захватываются мелкими и глубокими (центрами чувствительности) ловушками. В элек-

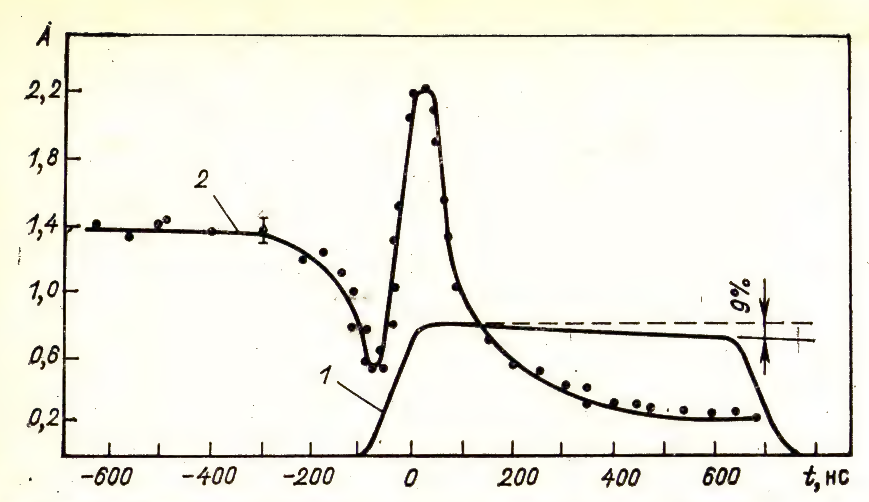


Рис. 12.19. Влияние электрического поля на относительное почернение A фотопленки, $A=f(t)$:

1 — импульс электрического поля; 2 — относительное почернение фотопленки

трическом поле, соответствующем вершине импульса, часть электронов выходит из мелких ловушек и размножается за счет ударной ионизации. При этом наблюдается небольшое увеличение почернения пленки.

2. При совмещении импульса света с началом электрического импульса фотоэлектроны, не успевшие захватиться мелкими ловушками, дрейфуют к границе кристалла в поле, напряженность которого недостаточна для развития лавин. Доля электронов, захваченных глубокими ловушками, оказывается меньше, чем в отсутствие электрического поля, поэтому наблюдается уменьшение почернения по сравнению с засветкой без поля.

3. При совмещении импульса света с началом вершины электрического импульса наблюдается максимальный эффект увеличения почернения, так как фотоэлектроны сразу же оказываются в поле, напряженность которого достаточна для лавинного размножения.

4. Поляризация микрокристаллов, связанная с дрейфом ионов, приводит к уменьшению эффективного электрического поля внутри микрокристалла. Поэтому при временном сдвиге импульса света относительно вершины электрического импульса наблюдается быстрый спад чувствительности с переходом в область уменьшения чувствительности. Оценка времени релаксации электрического поля в микрокристалле дает значение примерно $0{,}5\cdot10^{-6}$ с. При диэлектрической проницаемости AgBr, равной 12,5, проводимость микрокристалла составляет $(2{,}0\pm0{,}2)\cdot10^{-6}$ Ом$^{-1}\cdot$см$^{-1}$.

Проводимость эмульсионных микрокристаллов накладывает ограничения на длительность экспозиции, при которой может быть получен максимальный эффект увеличения чувствительности

эмульсии в электрическом поле. Эта длительность по порядку величины $\leqslant 10^{-7}$ с.

Большой интерес представляет исследование свойств ядерной эмульсии при низких температурах. Как правило, чувствительность эмульсии падает с понижением температуры. При температуре кипения жидкого водорода ядерная эмульсия теряет чувствительность к ионизирующему излучению. Если этот эффект обусловлен рекомбинацией электронов с автолокализованными дырками (что подтверждается возникновением сильной люминесценции при этих условиях), то это открывает новые возможности управления чувствительностью ядерной эмульсии.

Заметим также, что большой интерес представляет использование эффекта ионизации мелких ловушек как электрическим полем, так и светом, который также может привести к увеличению чувствительности эмульсии к заряженным частицам.

Одно из наиболее интересных явлений, которое может быть использовано для увеличения чувствительности ядерной эмульсии, — это ионизация примесей электронным ударом.

Весьма интересен эффект, связанный с предварительным смещением электронов к границам микрокристалла. Если после такого смещения подать электрическое поле, то в зависимости от его направления эффект усиления будет либо максимален, либо равен нулю. (При этом следует также учитывать изменение внутреннего электрического поля, обусловленного поляризацией кристалла.)

В последние годы, как уже упоминалось, интерес к ядерной эмульсии возрос в связи с экспериментами по поиску короткоживущих частиц. Высокое пространственное разрешение (0,1—1 мкм) позволяет измерять непосредственно время порядка 10^{-13}—10^{-14} с. Большая продолжительность эксперимента и малая вероятность наблюдения таких частиц создает необходимость управления чувствительностью детектора с целью уменьшения фона заряженных частиц.

12.5. Диэлектрические трековые детекторы

12.5.1. Принцип действия

Метод регистрации заряженных частиц диэлектрическими трековыми детекторами является сравнительно новым в ядерной физике.

В 1959 г. Силк и Барнс обнаружили новое явление, заключающееся в том, что в некоторынх кристаллах под действием осколков деления образуются протяженные дефекты диаметром в десятки ангстрем. Эти дефекты авторы наблюдали в электронный микроскоп.

Такое же явление, но в стеклах было обнаружено В. П. Перелыгиным с сотрудниками в 1963 г. В том же году Флейшер и Прайс опубликовали аналогичные результаты для некоторых типов органических высокомолекулярных соединений. Дальнейшие исследования показали, что при действии кислоты или

щелочи на указанные материалы образованные частицами дефекты увеличиваются в размерах до нескольких микрометров, так что их можно легко наблюдать в оптический микроскоп.

Обнаруженное явление очень быстро нашло практическое применение. Уже в 1963 г. была опубликована работа по физике деления, в которой в качестве трекового детектора использовались кристаллы и стекла.

Дальнейшие исследования были направлены на поиск новых материалов, обладающих способностью регистрировать треки частиц, на улучшение их регистрирующих свойств, на разработку новых методов выявления треков. Большое количество работ посвящено исследованию механизма образования трека.

В настоящее время метод диэлектрических трековых детекторов применяется как в ядерной физике, так и в других областях, таких как медицина, археология, геология и т. д. Столь широкое применение этих детекторов обусловлено их характеристиками, которые рассматриваются в настоящей главе.

12.5.2. Особенности взаимодействия заряженной частицы с веществом детектора

При торможении заряженной частицы в среде ее энергия теряется в основном на ионизацию и возбуждение атомов, расположенных вблизи траектории. Как показывают расчеты, приблизительно половина потерянной энергии локализована в непосредственной близости от траектории частицы на характерных расстояниях, сравнимых с размером одной молекулы, 1—10 Å. Другая часть потерянной энергии переносится высокоэнергетическими δ-электронами на значительные расстояния 100 Å и более от траектории частицы. Эти электроны имеют энергию, достаточную для вызывания вторичной ионизации.

Вероятность возникновения дефекта структуры и его дальнейшее выявление сильно зависят от плотности поглощенной в материале энергии. В кристаллах и стеклах основное значение в образовании трека имеет первичная ионизация, в органических полимерах — плотность поглощенной энергии на больших расстояниях от траектории от вторичной ионизации. Пространственное распределение потерянной энергии определяется в основном зарядом частицы и ее энергией. Примерно половина потерянной энергии всех ионов передается δ-электронам с энергией $E_\delta < 100$ эВ.

На образование высокоэнергетических δ-электронов с $E_\delta > 10^3$ эВ расходуется 1; 20 и 40 % потерь энергии ионов ^4_2He; $^{12}_6C$ и $^{56}_{26}Fe$ соответственно. Следовательно, энергетическое и пространственное распределения δ-электронов будут сильно различаться.

Распределение плотности энергии, уносимой δ-электронами на расстояние r от траектории частицы, описывается соотношением

$$D(r) \approx a_1 \frac{z^2}{\beta^2} \frac{1}{r} \left(\frac{1}{r} - \frac{1}{R} \right), \qquad (12.52)$$

где a_1 — константа; R — так называемый максимальный радиус

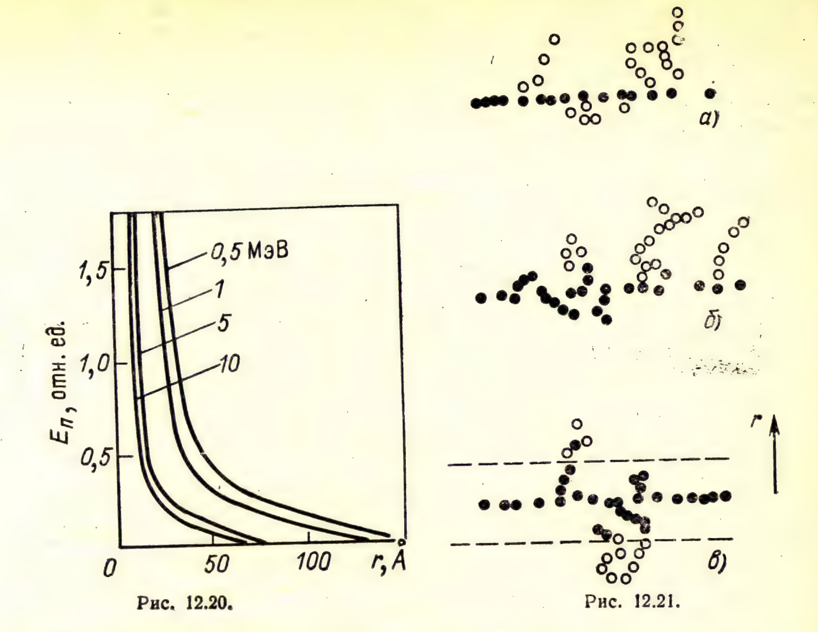


Рис. 12.20.

Рис. 12.21.

Рис. 12.20. Зависимость плотности поглощенной энергии от расстояния до траектории протона

Рис. 12.21. Первичная (*а*) и вторичная (*б* и *в*) ионизации в треке:
а — кристаллы, стекла; *б* — полимеры, ограниченные ионизационные потери *REL*; *в* — полимеры, радиально ограниченные потери REL_r

трека, подбираемый обычно эмпирически. На рис. 12.20 приведено распределение плотности поглощенной энергии по радиусу, отсчитываемому от траектории протона. Как видно из графика, вторичная ионизация локализована в основном в области меньше $r_0 \approx 100$ Å.

Однако не вся энергия поглощается на расстояниях $r < r_0$. Высокоэнергетические δ-электроны могут уносить заметную долю энергии на расстояния больше r_0. Плотность потерянной энергии от таких δ-электронов невелика и не оказывает влияния на образование трека. Чтобы учесть эти эффекты, для описания потерь энергии часто используют функцию ограниченных ионизационных потерь энергии *REL*, которая учитывает потери энергии на образование δ-электронов с энергией не более, чем некоторое заданное значение $E_\delta^{\text{макс}}$. Функцию *REL* можно получить из соотношения Бете—Блоха для dE/dx, если в качестве граничной энергии подставить значение $E_\delta^{\text{макс}}$.

Физический смысл различных видов потерь энергии проиллюстрирован рис. 12.21,*а*—*в*. Черными кружками отмечены события, оказывающие влияние на образование трека и входящие в рассматриваемые потери энергии. Как видно из рис. 12.21,*б* функ-

ция REL исключает из рассмотрения все случаи образования δ-электронов с энергией, большей $E_{\delta}^{\text{макс}}$, хотя некоторые из них могут в результате рассеяния приблизиться к траектории частицы и потерять вблизи нее большую часть своей энергии. Такие события учтены в функции радиально-ограниченных потерь энергии REL (рис. 12.21,*в*). Значения этой функции находят численным расчетом. Однако в хорошем приближении ее можно представить в виде

$$REL_r = \frac{dE}{dx} - a\,\frac{z^2}{\beta^2}\left[\ln\frac{R}{r} - \left(1 - \frac{r}{R}\right)\right]. \qquad (12.53)$$

Сложность определения функции REL_r существенно ограничивает возможность ее использования, поэтому наиболее часто в расчетах используют функцию ограниченных потерь энергии.

12.5.3. Механизм образования трека

Механизм образования трека определяется в основном физико-химическими свойствами материала и различен для кристаллов и полимеров.

В кристаллических и стеклянных диэлектрических трековых детекторах трек образуется в результате так называемого ионного взрыва. В результате ионизации в области траектории быстрой заряженной частицы образуется большое количество электронов и ионов. Электроны термализуются за короткое время и захватываются на уровни, расположенные в запрещенной зоне. В результате происходит пространственное разделение зарядов и в области траектории частицы $r \approx 10$ Å образуется ионная сердцевина. Ионы под действием электростатических сил отталкивания смещаются из положений равновесия в решетке и внедряются в междоузлия (рис. 12.22,*а*,*б*). Образуется область протяженных дефектов, которую можно наблюдать в электронный микроскоп. Так как время, за которое происходит такое смещение, со-

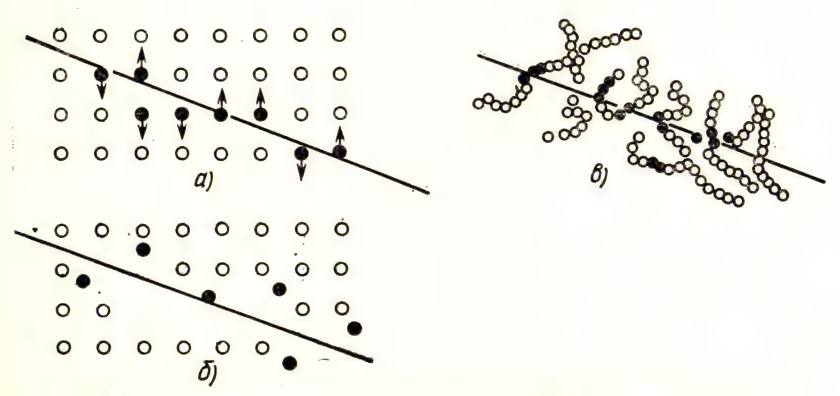


Рис. 12.22. Образование треков в кристаллах (*а*, *б*) и полимерах (*в*)

ставляет всего 10^{-13} с, то процесс получил название ионного взрыва.

В настоящее время надежно установлено, что смещение ионов в решетке происходит в результате электростатического расталкивания ионов, образованных благодаря первичной ионизации, а не прямых столкновений частицы с атомами.

Важным условием образования трека является число свободных электронов в материале и их подвижность. Действительно, если возможна рекомбинация ионов и электронов за время меньшее, чем 10^{-12} с, то ионы не смогут сместиться в междоузлия. Поэтому треки легче образуются в материалах с меньшей электропроводностью. Этим, в частности, объясняется отсутствие треков в металлах и полупроводниках.

Пространственное разделение электронов и положительных зарядов играет существенную роль в механизме образования сигнала и в других детекторах (в частности, в сцинтилляционных и термолюминесцентных детекторах).

Большое значение имеет подвижность внедренных в решетку ионов и вакансий. Для обнаружения трека необходимо, чтобы плотность ионов и вакансий превышала некоторое пороговое, постоянное для каждого материала значение. Значение этой плотности зависит, во-первых, от величины ионизации и, во-вторых, от подвижности ионов и вакансий, которая приводит к миграции их из области трека и снижению плотности.

Для сравнения регистрирующих свойств различных детекторов обычно используют понятие чувствительности или порога регистрации. Чувствительность определяется наименьшими потерями энергии частицы (в частности, первичной ионизацией), которые вызывают образование трека. Необходимо понимать, что чувствительность зависит также от способа выявления трека. Обычно указывают наименьшее значение этой величины. На рис. 12.23 приведены зависимости первичной ионизации от скорости различ-

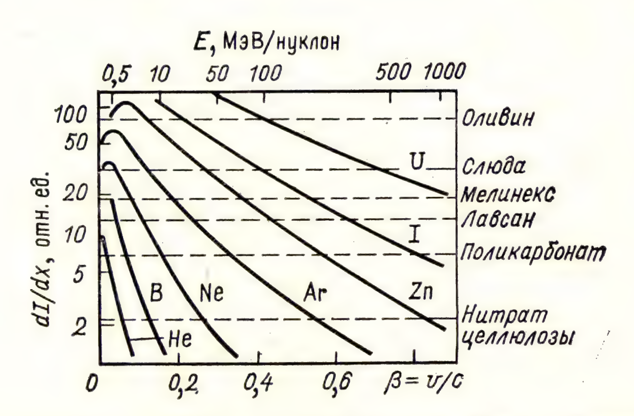


Рис. 12.23. Зависимость первичной ионизации от скорости различных ионов и границы регистрации некоторых материалов

ных ионов от He до U и пороги регистрации для некоторых кристаллов и полимеров. Иногда чувствительность определяют по наименее ионизирующему иону, который образует трек в материале. Эти данные приведены в табл. 12.7.

Таблица 12.7. **Характеристики твердотельных трековых детекторов**

Материал	Травитель	Концентрация травителя, %	Температура травления, °С	Время травления, мин	Температура отжига треков, °С	Наименее ионизирующий ион, образующий трек (с энергией, МэВ)
Кристаллы						
Оливин $MgFeSO_4$	WO_4	—	100	600	480	$^{56}Fe(100)$
Кварц SiO_2	NaOH	60	160	240	500	$^{40}Ar(100)$
Слюда $KAl_3Si_3O_{10}(OH)_2$	HF	50	20	60	500	$^{20}Ne(2)$
Топаз $Al_2SO_4(F, OH)_2$	NaOH	60	160	120	—	—
Стекла						
Кварцевые SiO_2	HF	50	20	6	500	$^{40}Ar(16)$
Хрусталь SiO_2, PbO(24%)	HF	3,5	20	8	300	$Z\sim14$
Флинт	HF	5,7	23	3	—	$^{20}Ne(2—3)$
Полимеры						
Полиэтилен CH_2	$K_2CrO_7+H_2SO_4$	—	85	30	—	Осколки деления
Янтарь $C_2H_3O_2$	Тот же	3,5	28	2400	300	То же
Полиамид $C_{11}H_4O_4N_2$	$KMnO_4$	—	60	480	260	$^{16}O(36)$
Ацетат целлюлозы $C_3H_4O_2$	NaOH	25	40	60	160	$^{4}He(3)$
Нитрат целлюлозы $C_6H_8O_9N_2$	NaOH	25	40	60	138	$^{1}H(0,55)$
CR=39	NaOH	25	70	60	—	$^{4}He(70)$ $^{1}H(10)$

Механизм ионного взрыва неприменим для описания процесса образования трека в полимерах. Как показали электронно-микроскопические наблюдения, диаметр зоны нарушений в полимере составляет 50—100 Å. Это связано с тем, что большую роль в этом процессе играют δ-электроны.

Процесс ионизации в основном затрагивает внешние электроны атомов, которые в полимере обусловливают химические связи. В результате ионизации происходит обрыв связей, образование радикалов и молекул с меньшей молекулярной массой (рис. 12.22,*в*). Время жизни радикалов может достигать многих суток, со временем они могут рекомбинировать в исходную молекулу или образовывать новую молекулу. Все эти процессы можно условно представить схемой

$$M \xrightarrow{\text{частица}} R_1^0 + R_2^0 \begin{cases} \nearrow M \\ \searrow M_1 + M_2 \end{cases},$$

где знак M обозначает молекулу, R^0 — радикал. Область трека,

состоящая из радикалов и продуктов их взаимодействия, обладает способностью усиленного травления по сравнению с необлученным материалом. Скорость травления зависит от количества разорванных химических связей и характеризуется коэффициентом G, численно равным количеству разорванных связей на 100 эВ поглощенной энергии. Экспериментально установлено, что

$$G^{-1} \sim (z^2/\beta^2)_{\text{мин}}, \qquad (12.54)$$

где z и β — соответственно заряд и скорость частицы с наименьшей ионизацией, вызывающей образование трека в данном материале. Для большинства полимеров треки образуются при $5 < (z/\beta)_{\text{мин}} < 100$; в минералах при $150 < (z/\beta)_{\text{мин}} < 450$. В ядерной эмульсии максимальной чувствительности $(z/\beta)_{\text{мин}} = 1$.

12.5.4. Методы выявления треков

Выявление (усиление) образованных частицей дефектов является заключительной стадией образования трека. В настоящее время наибольшее распространение для этих целей получил метод химического травления как наиболее универсальный и информативный. Принцип его основан на избирательности действия некоторых растворов (чаще всего кислот и щелочей) на дефекты структуры. Основным параметром, определяющим геометрию трека, является отношение скоростей травления $v_т/v_в$. Величина $v_т/v_в$ является, с одной стороны, характеристикой вещества детектора ($v_в$), с другой — зависит от свойств частицы ($v_т$). Предположение о постоянстве $v_т/v_в$ в общем случае неправомерно, так как потери энергии в процессе торможения частицы изменяются. Вид этой функции устанавливается обычно экспериментально для каждого материала.

Если частица падает на поверхность детектора под углом $\theta < 90°$, то условием образования трека является:

$$\theta > \theta_{кр} = \arcsin v_в/v_т, \qquad (12.55)$$

где $\theta_{кр}$ — критический угол. Условия травления, температуры отжига некоторых детекторов, а также наименее ионизирующие ионы, вызывающие образование треков, приведены в табл. 12.7.

Помимо химического травления, существует ряд других способов выявления треков. Электрохимическое травление заключается в том, что к детектору в процессе травления прикладывают переменное электрическое поле в несколько киловольт с частотой 1—10 кГц. Этот способ позволяет увеличить треки до размеров, видимых невооруженным глазом. Однако характеристика треков хуже, чем при химическом травлении.

Интересный способ выявления треков в пластинах был предложен в 1973 г. Способ основан на явлении прививочной полимеризации в зоне трека, насыщенной радикалами и реакционноспособными молекулами. При добавлении в материал мономера в зоне трека происходит прививочная полимеризация (так назы-

ваемая графт-полимеризация), которую легко обнаружить по изменению окраски. По некоторым данным, этот способ позволяет повысить чувствительность детектора на порядок.

12.5.5. Основные характеристики детекторов

Диэлектрические трековые детекторы применяют для регистрации излучений в широком диапазоне энергий от 10^{-3} до 10^4 МэВ/нуклон.

Пробег R-частицы в детекторе определяется согласно формуле Бете свойствами среды (потенциалом ионизации I и отношением A/Z среды) и свойствами частицы — кинетической энергией E, массой M и ее зарядом z. Значения пробегов в различных материалах с хорошей точностью рассчитываются численными методами и могут быть использованы для определения указанных параметров частиц.

Основные параметры трека: диаметр d, травимая длина L и угол конуса θ — связаны с характеристиками частицы через функцию отношения скоростей $v_т/v_в$. Эта связь для различных материалов с хорошей точностью описывается соотношениями:

$$\left.\begin{aligned} v_т/v_в &= B(dI/dx)^{\xi};\\ v_т/v_в &= 1 + AREL^{C}, \end{aligned}\right\} \qquad (12.56)$$

где A, C, B и ξ — постоянные для данного материала коэффициенты. Если учесть, что ионизационные потери энергии и REL определяются E, z и M частицы, то все эти характеристики доступны для измерения рассматриваемым методом.

Максимальная травимая длина трека $L_{макс}$ определяется как часть траектории частицы, в которой потери энергии превышают критическое значение $\left(\frac{dI}{dx} > \frac{dI}{dx_{кр}}\right)$, что приводит к образованию трека. Величина $L_{макс}$ определяется зарядом z частицы.

В тех случаях, когда потери энергии частицы при торможении в детекторе сильно изменяются, необходимо учитывать изменение $v_т/v_в$ вдоль траектории. Для этого измеряют величины $d\theta/dR$ или dL/dR и определяют по ним функцию $v_т/v_в(R)$.

Достигнутое в настоящее время энергетическое разрешение в полимерных детекторах составляет 50—60 кэВ при энергии α-частиц 6 МэВ. Полученное значение не является пределом и будет, видимо, улучшаться по мере разработки новых типов детекторов и условий их обработки.

Экспериментальным подтверждением этого могут служить характеристики разработанного в 1978 г. в США нового полимерного детектора с коммерческим названием CR-39. Этот детектор обладает более высокой чувствительностью по сравнению с другими детекторами (табл. 12.7). На рис. 12.24 приведены гистограммы распределения треков по диаметрам от релятивистских многозарядовых ионов в CR-39. Разрешение по заряду составило

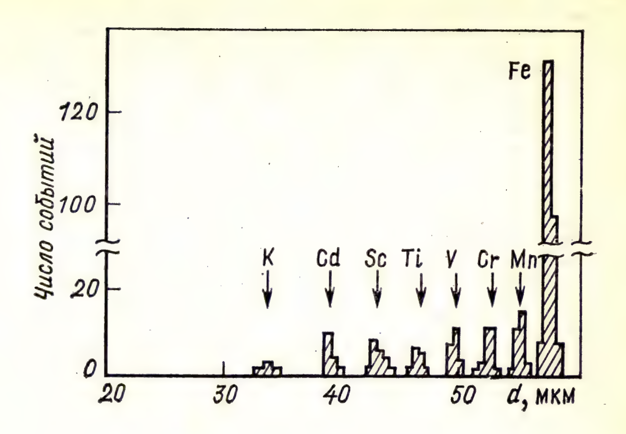


Рис. 12.24. Распределения треков релятивистских ионов по диаметрам в CR-39

$\sigma_z \sim 0{,}1e$. Для сравнения разрешение по заряду в ППД в том же эксперименте не превышало $0{,}12e$.

В заключение отметим необходимость калибровочных измерений при исследовании параметров частиц. Эта необходимость связана с некоторыми колебаниями в свойствах различных партий детекторов.

12.5.6. Управление чувствительностью

Наиболее сильное влияние на треки частиц в диэлектриках оказывает термическое воздействие (отжиг), облучение ультрафиолетовым светом, химическое воздействие. При таком воздействии изменение структуры трека происходит за длительное время (часы).

Введение активатора в сцинтилляторы на основе оксидов алюминия и иттрия увеличивает их конверсионную эффективность и уменьшает скорость травления вдоль следа иона. Образование стабильных дефектов в области трека иона связано с кулоновским расталкиванием ионизованных атомов кристалла. Уменьшение числа таких дефектов, обусловливающее уменьшение скорости травления в треке, может быть объяснено частичной нейтрализацией положительного заряда вблизи оси трека электронами активатора за время, сравнимое с периодом колебания решетки (около 10^{-13} с). С другой стороны, рекомбинация электронов с положительными зарядами также может привести к уменьшению скорости травления трека. Влияние внешних полей на электронные процессы в твердых диэлектриках может существенно изменять характеристики трековых детекторов.

Для решения ряда физических задач (например, связанных с исследованием быстропротекающих процессов) необходимо изменять характеристики трека за короткие интервалы времени. С этой целью можно использовать короткие импульсы излучения лазера.

Результаты исследования показали, что лазерное излучение воздействует на трек частицы и изменяет его параметры. Это изменение заключается в уменьшении скорости травления вдоль трека. Частицы, попавшие в детектор до лазерного импульса, имеют меньшие размеры. Обнаруженный эффект позволяет ставить временные метки на треках, т. е. определять момент попадания частицы в детектор, если длительность импульса лазера меньше длительности облучения заряженными частицами. Действуя не одним, а несколькими лазерными импульсами, распределенными во времени, можно измерить временной спектр, или, другими словами, «промаркировать время» в процессе измерений.

Так как длительность лазерного импульса может составлять 10^{-10} с, то такая возможность открывает новое направление в исследовании быстропротекающих процессов, сопровождающихся корпускулярным излучением.

12.5.7. Области применения

Метод диэлектрических трековых детекторов за короткое время своего развития нашел столько применений в ядерной физике и технике, что подробное описание их затруднительно. Укажем лишь наиболее интересные задачи.

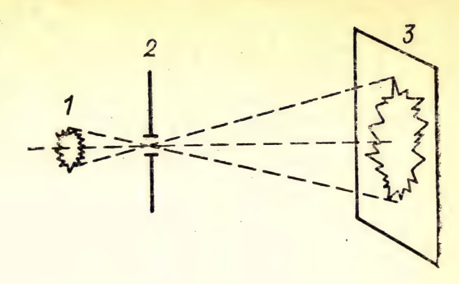
В ядерной физике рассматриваемые детекторы все чаще используются не только для регистрации тяжелых заряженных частиц, но и для регистрации нейтронов. Нейтроны можно регистрировать как по протонам отдачи (с эффективностью 10^{-5}), так и по продуктам ядерных реакций.

В последние годы ведутся интенсивные поиски треков сверхтяжелых элементов в метеоритных кристаллах — оливинах. Уникальное свойство этих кристаллов заключается в том, что дефекты структуры в них сохраняются неограниченно долгое время. Поэтому кристаллы оливина, находящиеся в составе метеоритов, в течение очень длительного времени, двигаясь в космическом пространстве, накапливали треки различных космических частиц. В настоящее время в результате просмотра большого количества кристаллов обнаружены три трека, травимая длина которых существенно превышает $L_{макс}$ для всех известных в настоящее время ядер. Исследования в этом направлении продолжаются.

Сравнительно новая область применения детекторов — диагностика термоядерной плазмы. Термоядерная плазма является источником интенсивного рентгеновского и корпускулярного излучения. При регистрации какого-либо сорта частиц, например продукта реакций DD и DT, возникает необходимость выделить исследуемые события на интенсивном фоне сопутствующих излучений. Диэлектрические трековые детекторы, обладающие сравнительно высоким порогом регистрации и нечувствительные к рентгеновскому излучению и электронам, позволяют решать такую задачу.

Рис. 12.25. Схема эксперимента по регистрации изображения источника излучения:

1 — плазма; *2* — камера Обскура; *3* — детектор



В экспериментах по лазерному термоядерному синтезу диэлектрические трековые детекторы успешно использовали не только для определения выхода частиц и энергии, но и для исследования области их генерации в плазме. Схема одного из таких экспериментов приведена на рис. 12.25. Детекторы из нитрата целлюлозы или CR-39 использовали в качестве регистрирующего элемента камеры Обскура. Изображение в зависимости от цели исследования формировалось либо заряженными продуктами DD и DT-реакций, либо нейтронами. Пространственное разрешение в первом случае составляло 5—10 мкм, во втором 100 мкм. В результате эксперимента получены данные по параметрам тех участков плазмы, в которых происходят ядерные реакции.

Среди большого круга прикладных задач, решаемых с помощью диэлектрических детекторов, можно указать, например, микроскопию в пучках тяжелых ионов, когда регистратором является пленка из полимера. Такая микроскопия позволяет регистрировать минимальные флуктуации плотности в образце.

Большое внимание в последнее время уделяется разработке автоматизации просмотра треков диэлектрических трековых детекторов. Автоматизация позволяет существенно повысить возможности метода диэлектрических трековых детекторов.

Заключение

Мы рассмотрели основные типы трековых детекторов на основе газов, жидкостей и твердых тел. Принцип действия этих детекторов различен и определяется свойствами рабочего вещества и способом усиления трека. Тем не менее существует ряд общих характеристик, присущих большинству из них (табл. 12.8).

После «усиления» трек частицы в трековом детекторе состоит из отдельных элементов.

Элементом структуры трека в камере Вильсона и диффузионной камере является заряженная капля, образовавшаяся на ионе. При некоторых режимах работы изображения отдельных капель могут накладываться друг на друга, тогда элементом трека является сгусток капель.

В стримерной камере элементом структуры трека является стример. В режиме, когда стример образуется на δ-электронах, камера позволяет определять первичную ионизацию; в режиме,

Таблица 12.8. Характеристики трековых детекторов

Детектор	Способ «усиления» трека	Минимальная энергия для образования элемента трека, эВ	Чувствительность $(z/\beta)_{мин}$	Возможность управления чувствительностью; временное разрешение	Время памяти	Мертвое время, с	$(\rho R)_{макс}$, г/см²	Разрешение		Области применения
								энергетическое, %	пространственное, мкм	
Ядерная эмульсия	Проявление	10^3 на зерно	1	Ведутся разработки	От 10^2 до 10^3 ч	—	40 (эмульсионные камеры)	1	1	Ядерная физика средних и высоких энергий, космофизика, регистрация редких событий, поиск новых типов частиц
Диэлектрические трековые детекторы	Травление	10^5—10^6 на 1 мкм трека	5	Нет	От 10^2 ч до ∞	—	10—50 (минералы)	1	10	Ядерная физика низких, средних и высоких энергий, космофизика, поиск новых частиц и сверхтяжелых ядер, диагностика плазмы, прикладные исследования
Камера Вильсона	Рост капли на ионе	40—50 на 1 каплю	1	Есть 10^{-2} с	От 10 до 10^{-2} с	1—30 с	0,02	1	100	Ядерная физика низких энергий, физика газового разряда, физика плазмы
Диффузионная камера	Тот же	40—50 на 1 каплю	1		Непрерывная чувствительность		0,02	1	100	
Пузырьковая камера	Рост пузырька на локальном эффекте	(3—5)·10^3 на 1 пузырек	1	Нет	—	1	10—20	1	100	Ядерная физика высоких энергий, поиск редких событий и новых частиц
Стримерная камера	Ионизация в электрическом поле	40—50 на пару электрон-ион	1	Есть 10^{-6} с	10^{-5} с	10^{-2}	0,02	1—2	200	Ядерная физика высоких энергий

когда стример образуется на отдельных электронах, камера регистрирует полную ионизацию. Первичная и полная ионизация флуктуирует по разным законам. Флуктуации первичной ионизации описываются распределением Пуассона, флуктуации полной ионизации описываются распределением Ландау. Это позволяет в ряде случаев по распределению флуктуации ионизационных потерь определить характер ионизации и выбрать режим работы, когда флуктуации ионизационных потерь описываются распределением Пуассона, более узким и симметричным, чем распределение Ландау.

В ядерных эмульсиях элементом структуры трека являются отдельные зерна (микрокристаллы). В зависимости от величины зерна и числа центров чувствительности в нем ядерная эмульсия также может регистрировать как полную, так и первичную ионизацию.

В пузырьковой камере элементом структуры трека является пузырек, образующийся на треке δ-электрона, поэтому трек в пузырьковой камере характеризует первичную ионизацию (число δ-электронов пропорционально первичной ионизации).

Одной из наиболее важных характеристик является чувствительность детектора, которая может быть представлена несколькими способами: по минимальной энергии на элемент трека, по минимальным удельным ионизационным потерям энергии, по величине $(z/\beta)_{\text{мин}}$, при которой происходит образование трека. Как следует из табл. 12.8, все рассмотренные детекторы, за исключением диэлектрических трековых детекторов, регистрируют частицы минимальной ионизации. Приведенное в таблице значение чувствительности для диэлектрических трековых детекторов соответствует лишь некоторым полимерам и для большинства материалов лежит выше.

Важным качеством трекового детектора, позволяющим существенно расширить область его применения, является возможность управления чувствительностью. Под этим качеством в общем случае понимается возможность импульсного «включения» чувствительности на короткий интервал времени. В остальное время детектор излучения не регистрирует. Временно́е разрешение при этом определяется как минимальный интервал времени, необходимый для осуществления такого включения.

Два из рассмотренных детекторов обладают возможностью управления чувствительностью. В камере Вильсона управление осуществляется быстрым расширением рабочего объема после прохождения частиц через объем, что приводит к образованию пересыщенного пара и росту капель на ионах. В стримерной камере — включением высоковольтного импульса электрического поля. В течение ряда лет ведутся работы по управлению чувствительностью ядерной эмульсии электрическим полем. В последние годы появились сообщения о разработке диэлектрических трековых детекторов с управляемой чувствительностью.

Временем памяти детектора называется наибольший интервал времени от момента прохождения частицы до начала усиления трека. Время памяти велико для детекторов на основе твердого тела. В газовых детекторах оно определяется процессом диффузии носителей заряда из области трека.

Некоторые детекторы после регистрации частицы теряют в течение интервала времени, называемого мертвым временем, способность к регистрации. Эти данные также приведены в табл. 12.8.

Возможность детектора регистрировать частицы высоких энергий определяется произведением плотности рабочего вещества на максимальную толщину чувствительного слоя $(\rho R)_{\text{макс}}$. Это произведение максимально для эмульсионных камер большого объема и пузырьковых камер. Диэлектрические трековые детекторы на основе минералов также могут обладать большим $(\rho R)_{\text{макс}}$, однако их применение в физике высоких энергий затруднительно из-за низкой чувствительности.

Энергетическое разрешение различных типов трековых детекторов сильно зависит от энергии регистрирующих частиц. В табл. 12.8 приведены ориентировочные цифры для диапазона энергий порядка 10^6 эВ.

Пространственное разрешение определяется диффузией носителей заряда в области трека, а также процессами, происходящими при усилении трека.

В заключение отметим, что метод регистрации треков заряженных частиц в настоящее время интенсивно развивается и совершенствуется.

Список литературы

Абрамов А. И., Казанский Ю. А., Матусевич Е. С. Основы экспериментальных методов ядерной физики. 3-е изд., перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1985.

Ашманов С. А. Линейное программирование. М.: Наука, 1981.

Болоздыня А. И. Эмиссионные детекторы частиц// ПТЭ. 1985. № 2. С. 3—23.

Вентцель Е. С. Теория вероятностей. М.: Наука, 1964.

Воробьев А. А., Руденко Н. С., Сметанин В. И. Техника искровых камер. М.: Атомиздат, 1978.

Горн Л. С., Хазанов Б. И. Позиционно-чувствительные детекторы. М.: Энергоиздат, 1982.

Дирнли Дж., Нортроп Д. Полупроводниковые счетчики ядерных излучений: Пер. с англ. М.: Мир, 1966.

Долгошеин Б. А. Идентификация частиц высоких энергий с помощью переходного излучения. Тексты лекций. М.: Изд. МИФИ, 44 с.

Заневский Ю. В. Проволочные детекторы элементарных частиц. М.: Атомиздат, 1978, 168 с.

Зегер К. Физика полупроводников: Пер. с англ. М.: Мир, 1977.

Зрелов В. П. Излучение Вавилова — Черенкова и его применение в физике высоких энергий. Т. 1 и 2. М.: Атомиздат, 1968.

Искровая камера/ М. И. Дайон, Б. А. Долгошеин, В. И. Ефременко и др. М.: Атомиздат, 1967.

Калашникова В. И., Козодаев М. С. Детекторы элементарных частиц. М.: Наука, 1966.

Кушин В. В., Ляпидевский В. К. Трековые детекторы заряженных частиц. М.: Изд. МИФИ, 1984. 80 с.

Ляпидевский В. К. Сцинтилляционный метод детектирования излучений. М.: Изд. МИФИ, 1981. 88 с.

Ляпидевский В. К. Процессы в треке быстрой заряженной частицы. Тексты лекций. М.: изд. МИФИ, 1982, 44 с.

Монич В. А. Газовые детекторы с регистрацией свечения разряда// ПТЭ. 1980. № 5. С. 7—20.

Мухин К. Н. Экспериментальная ядерная физика. Т. 1. Физика атомного ядра. Изд. 4-е, перераб. и доп. М.: Энергоатомиздат, 1983.

Первые советские Нобелевские лауреаты-физики. М.: Знание, 1984 (Физика 12/1984).

Применение лавинных счетчиков для идентификации продуктов ядерных реакций на пучках протонов высокой энергии. Препринт ЛИЯФ № 558 л, 1980.

Росси Б., Штауб Г. Ионизационные камеры и счетчики: Пер. с англ. М.: Изд-во иностр. лит., 1951.

Смит С. Полупроводники: Пер. с англ. М.: Мир, 1982.

Сомов С. В. Стримерная камера в экспериментах на ускорителях. М.: Изд. МИФИ, 1975.

Стабников М. В. Разработка новых трековых детекторов и экспериментальное изучение их рабочих характеристик на ускорителях. Автореф. докт. дис. Дубна, 1983.

Статистические методы в экспериментальной физике: Пер. с англ. М.: Атомиздат, 1976.

Увеличение чувствительности фотопленки в импульсном электрическом поле. Препринт ФИАИ № 263. М., 1983.

Успехи физ. наук. 1984. Т. 142. Вып. 3. С. 473—525.

Учебная программа и методические рекомендации по курсу «Методы регистрации излучений». М.: Изд. МИФИ, 1982. 64 с. Составитель Ляпидевский В. К.

Хазинс Д. М. Обнаружение, исследование и применение самогасящегося стримерного разряда в проволочных детекторах частиц. Автореф. докт. дис. Дубна, 1985.

Экспериментальная ядерная физика/ Под ред. Э. Сегре. Пер. с англ. Т. 1. М.: Изд-во иностр. лит., 1955.

Элементарные частицы. Седьмая школа физики ИТЭФ. Вып. 2. М.: Атомиздат, 1980. 118 с.

Элементарные частицы. Шестая школа физики ИТЭФ. Вып. 1. М.: Атомиздат, 1979.

10-атмосферная гелиево-метановая стримерная камера с голографическим съемом информации. Препринт Д1-83-798. Дубна, 1983.

Предметный указатель

Ссылки предметного указателя отсылают к номерам разделов и подразделов текста

Оглавление

Автоматика и вычислительная техника

Коршунов Ю. М. Математические основы кибернетики.—3-е изд., перераб. и доп.—(II кв.).—32 л., 1 р. 40 к.

Корячко В. П., Курийчик В. М., Норенков И. П. Теоретические основы САПР.—(III кв.).—27 л., 1 р. 30 к.

Ларионов А. М., Майоров С. А., Новиков Г. И. Вычислительные системы, комплексы и сети. — (II кв.).—25 л., 1 р. 20 к.

Чураков Е. П. Оптимальные и адаптивные системы.—(I кв.).—16 л., 85 к.

Атомная наука и техника

Галин Н. М., Кириллов П. Л. Теплопередача.—(III кв.).—25 л., 1 р. 10 к.

Синев Н. М. Экономика ядерной энергетики: Основы технологии и экономики ядерного топлива. — (IV кв.).—33 л., 1 р. 40 к.

Минералогия и геохимия редких и радиоактивных металлов/ Н. И. Егоров, И. М. Баюшкин, Д. А. Минеев, В. Я. Терехов.—(II кв.).—20 л., 1 р.

Ободовский И. М. Сборник задач по экспериментальным методам ядерной физики.—(II кв.).—20 л., 1 р.

Рассохин Н. Г. Парогенераторные установки атомных электростанций.—32 л., 1 р. 40 к.

Строительство атомных электростанций/ В. Б. Дубровский, В. С. Конвиз, А. П. Кириллов и др.; Под ред. В. Б. Дубровского.—(III кв.).—32 л., 1 р. 40 к.

С аннотациями на эти книги Вы можете ознакомиться в тематическом плане выпуска литературы Энергоатомиздата на 1987 г., который поступает во все магазины, распространяющие научно-техническую литературу.

Предварительные заказы на эти книги принимают все магазины научно-технической литературы.

Для получения книг по предварительным заказам покупателю необходимо оставить в книжном магазине почтовую открытку с указанием обратного адреса, автора и названия книги, номера книги по плану.

Организации могут заказать книги через магазины гарантийными письмами.

Книжные магазины принимают предварительные заказы до 1 ноября 1987 г.

Своевременное оформление заказов—гарантия того, что Вы приобретете интересующую Вас книгу.

УЧЕБНОЕ ПОСОБИЕ

ВИКТОР КОНСТАНТИНОВИЧ ЛЯПИДЕВСКИЙ

Методы детектирования излучений

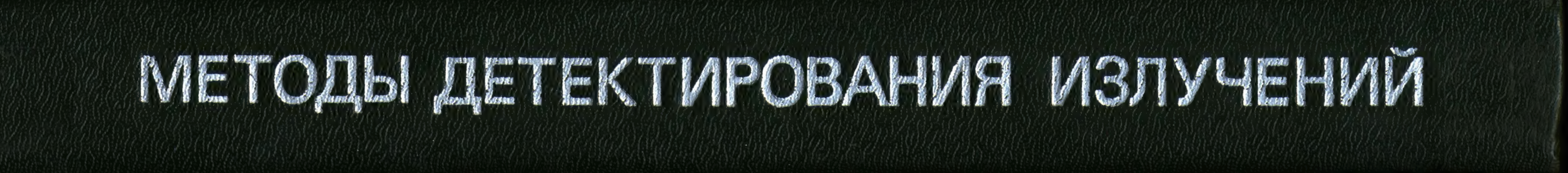
Редактор *Т. А. Солдатенкова*
Художественный редактор *А. Т. Кирьянов*
Технический редактор *О. Д. Кузнецова*
Корректор *Л. С. Тимохова*
ИБ 1224

Сдано в набор 23.10.86 Подписано в печать 19.12.86 Т-23054
Формат 60Х90 1/16 Бумага типографская № 2 Гарнитура литературная
Печать высокая Усл. печ. л. 25,5 Усл. кр.-отт. 25,5 Уч.-изд. л. 27,8
Тираж 3660 экз. Заказ 5318 Цена 1 р. 20 к.

Энергоатомиздат. 113114, Москва, М-114, Шлюзовая наб., 10

Ордена Октябрьской Революции и ордена Трудового Красного Знамени МПО «Первая Образцовая типография имени А. А. Жданова» Союзполиграфпрома при Государственном комитете СССР по делам издательств, полиграфии и книжной торговли. 113054, Москва, Валовая, 28




МЕТОДЫ ДЕТЕКТИРОВАНИЯ ИЗЛУЧЕНИЙ